

THESE

Présentée par

Jay AMRIT

*pour obtenir
le titre de*

Docteur de l'Université
Joseph Fourier - Grenoble I
Spécialité Physique

Etude de l'interface liquide-solide de l'hélium-3

Date de soutenance : OCTOBRE 1991

Composition du jury : M. Papoular (Président)
S. Balibar
J. Bossy
B. Castaing
J. Poitrenaud

Thèse préparée au sein du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
- Centre National de la Recherche Scientifique -



" Rien de ce qui vit ne peut être petit ...



TABLE DES MATIERES

	<i>Pages</i>
INTRODUCTION	1
 CHAPITRE I : PRELIMINAIRES	
I. Généralités sur l'hélium 3	
I.1 La courbe de fusion de l'hélium 3	7
I.2 Liquide	
III.2.1 Comportement du liquide	8
III.2.2 Les excitations : son et son-zéro	9
I.3 Le cristal b.c.c. de l' ³ He	10
II. Transport de masse et de chaleur à travers une interface liquide/solide	12
III. Note sur la structure d'une interface liquide-solide de l'hélium	15
IV. La résistance de Kapitza	
IV.1 Définition et modèles théoriques	16
IV.2 Détermination expérimentale de la résistance de surface R _K : la méthode classique	19
V. Bilan expérimental de l'interface liquide-solide de ³He	21
 CHAPITRE II : ACCES A LA RESISTANCE THERMIQUE DE L'INTERFACE LIQUIDE-CRISTAL DE L'³He PAR UNE MESURE DE PRESSION : UNE NOUVELLE TECHNIQUE	
I. Principe de mesure : J = 0	25
II. Calcul des ordres de grandeur attendus	28
III. Principe de mesure : J ≠ 0	30

CHAPITRE III : TECHNIQUES
ET METHODES EXPERIMENTALES

I. Techniques expérimentales	
I.1 La cellule expérimentale	35
I.2 Electronique	41
I.3 Etalonnage	43
I.4 Thermométrie	46
II. Déroulement d'une expérience de Kapitza	
II.1 Obtention du cristal	49
II.2 La qualité cristalline	52
II.3 Technique de mesure	54

CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

I. Présentation des résultats	59
II. Discussion	70
III. La résistance de Kapitza en fusion lente : Détermination d'une limite supérieure de λ à 100 mK	
III.1 Définition du problème	75
III.2 Une expérience à 102 mK	75
III.3 Résultats	78
III.4 Discussion	80

CHAPITRE V : LA MOBILITE DE L'INTERFACE

I. Introduction	85
I.1 Définition de la mobilité isotherme	85
I.2 Modèles théoriques	86
II : Méthode expérimentale	
II.1 Principe de mesure	89
II.2 Technique expérimentale	91
III : Résultats et interprétations	
III.1 Résultats bruts	92
III.2 Analyses et Interprétations	95

CONCLUSION	107
APPENDICE A : Modèle de Nozières et Uwaha : <i>Steady State Crystal Growth</i>	113
APPENDICE B : La résistance de Kapitza sous champ magnétique	117
APPENDICE C : Thermalisation dans le liquide He ³ à basse température	125
PUBLICATIONS	129
REFERENCES	

INTRODUCTION

Ce travail est consacré à l'étude expérimentale de l'interface liquide-solide de l'hélium 3.

Depuis une quinzaine d'années, l'hélium est considéré comme un système idéal qui permet d'étudier la dynamique des surfaces cristallines et la forme d'équilibre des cristaux. C'est en particulier le cas des cristaux d'hélium 4, dont les surfaces sont d'une très grande pureté chimique et dont la croissance peut être contrôlée mécaniquement.

Quant à l'hélium 3, son intérêt est encore plus fondamental. La mesure de la résistance de surface au flux de chaleur entre ses phases liquide et solide fournit des renseignements sur les excitations élémentaires dans chacune des phases et sur la réflexion et la transmission de ses excitations à l'interface. C'est la raison pour laquelle, du point de vue de la théorie, le système liquide ^3He en contact avec une surface solide a été étudié depuis 1960, avec une attention toute particulière pour ce qui concerne le son-zéro du liquide et le rôle que pourraient jouer les modes transverses du son-zéro dans le transfert de chaleur entre le liquide ^3He et un solide.

Cependant, du point de vue expérimental, le liquide ^3He représente un défi pour les expérimentateurs. L'impédance thermique du liquide est si forte que la cinétique à l'interface ^3He liquide- ^3He solide est difficilement accessible.

Dans le premier chapitre, nous évoquons quelques propriétés de l'hélium 3 et d'une interface liquide-solide. Nous considérons la méthode classique (directe) pour mesurer la résistance de surface à l'interface et nous rappelons pourquoi cette méthode n'est pas applicable dans le cas d'une interface liquide-solide de ^3He .

La deuxième chapitre est consacré à un nouveau principe de mesure de la résistance de surface en fonction de la température.

Le troisième chapitre décrit le dispositif expérimental, l'obtention d'une interface liquide-solide ^3He , ainsi que le déroulement d'une mesure de la résistance de surface.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux. Nous décrivons également une mesure de la résistance de surface effectuée en fusion lente à 102 mK, afin de donner une limite supérieure à $|T_{S_c} - \lambda|$ à cette température.

Le cinquième chapitre est consacré à la détermination de la mobilité isotherme de l'interface au minimum de la courbe de fusion, à partir des mesures directes de l'écart de pression de fusion en fonction de la vitesse de l'interface. A des vitesses de fusions importantes ($> 0.1 \text{ cm s}^{-1}$), nos résultats mettent en évidence un comportement non linéaire de la mobilité.

CHAPITRE I

PRELIMINAIRES

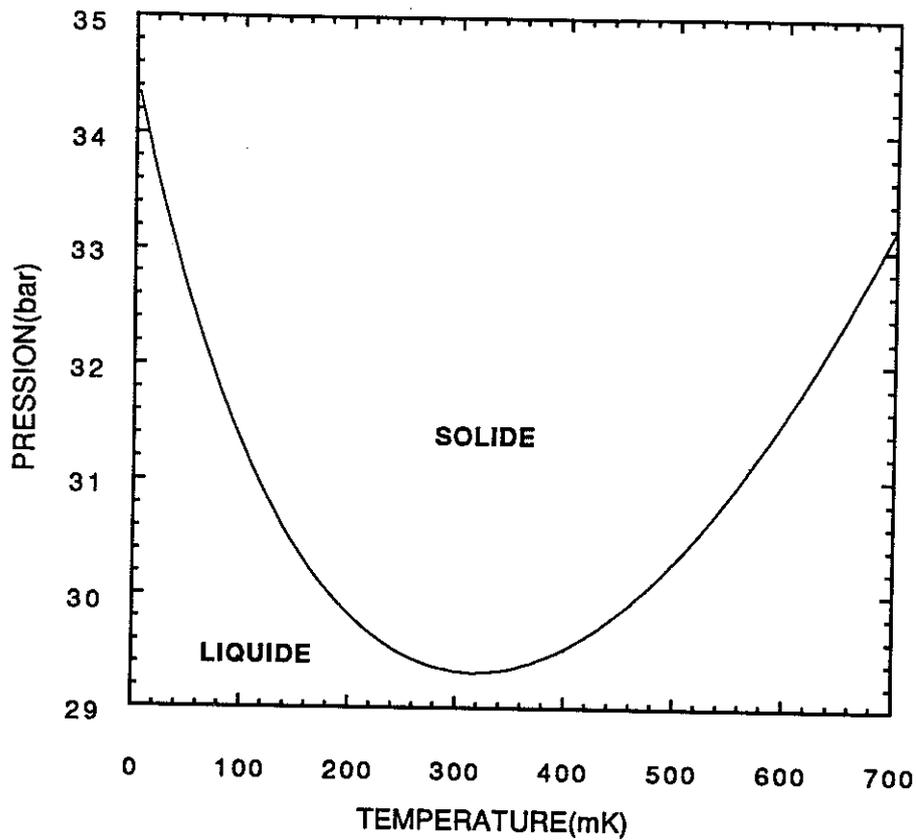


Figure 1.1(a): Le diagramme de phase de ^3He d'après ref.10 et 12.

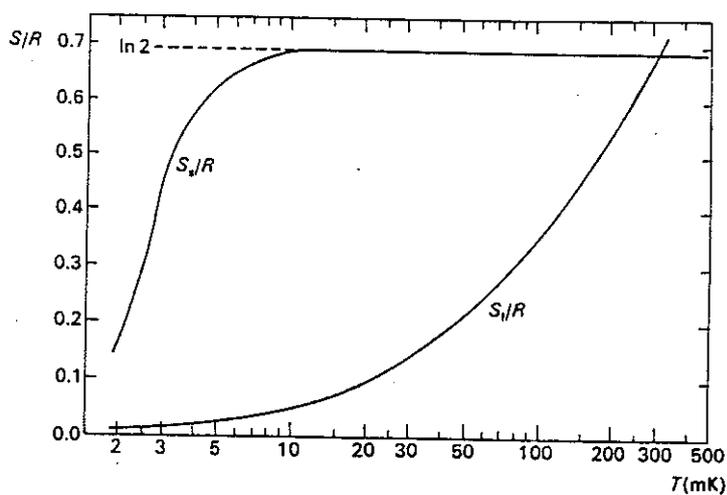


Figure 1.1(b): Les entropies du liquide et du cristal

I - GENERALITES SUR L'HELIUM 3

L'hélium 3 possède un seul neutron et, en conséquence, a un spin nucléaire de 1/2. C'est ce qui marque sa différence avec ^4He .

L' ^3He , comme l' ^4He , est le seul corps qui reste dans sa phase liquide sous sa pression de vapeur saturante au zéro absolu. Ceci est dû à sa nature quantique : les atomes d'hélium sont légers. Leur énergie cinétique (dominée par le mouvement du point zéro) est comparable à leur énergie potentielle d'interaction (forces de Van der Waals), ce qui fait que dans la phase liquide les atomes sont fortement délocalisés.

I.1 - La courbe de fusion de l'hélium 3

Le diagramme de phase de ^3He (d'après [10,12]) et les entropies du liquide et du solide sont représentés respectivement sur les figures I.1a et I.1b. La phase liquide ne se solidifie que sous une pression externe : ~ 34 bars au zéro absolu et ~ 29 bars à 0,32 K.

Cette courbe de fusion présente des caractéristiques peu ordinaires qui sont directement liées aux entropies du liquide et du solide. D'après l'équation de Clausius-Clapeyron, la pente de la courbe de fusion est proportionnelle à la chaleur latente L (l'énergie absorbée ou libérée lors du passage de l'état solide à l'état liquide) :

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_T = \frac{S_\ell - S_c}{v_\ell - v_s} = \frac{L}{\Delta v T^*}$$

- où . S_i et v_i ($i = \ell = \text{liquide}$; $i = c = \text{cristal}$) représentent les entropies (par mole) et les volumes molaires,
- . $\Delta v = v_\ell - v_s$ est l'augmentation du volume ($\sim 1,31 \text{ cm}^3/\text{mole}$) pendant la fusion et Δv reste positif
 - . T^* est la température à l'équilibre.

La pente négative de la courbe de fusion ($T < 0,32 \text{ K}$) implique que l'entropie du cristal est supérieure à celle du liquide (voir figure I.1b). L'entropie totale du cristal au-dessus de la température d'échange ($\sim 1,25 \text{ mK}$) est due au désordre des spins nucléaires ; l'entropie par mole est $\sim R \ln 2$ où R est la constante des gaz parfaits. La contribution de l'entropie du réseau cris-

tallin ($\sim T^3$) à l'entropie totale du cristal est négligeable pour des températures inférieures à ~ 1 K.

L'entropie du liquide (liquide de Fermi, $T < T_F \sim 450$ mK) se comporte linéairement avec la température et par conséquent l'entropie du liquide devient inférieure à celle du solide à $T \lesssim 0,32$ K.

La pente de la courbe de fusion présente un minimum ($T \sim 318$ mK). Cela montre que l'entropie du solide est égale à celle du liquide. C'est le seul point où l'on peut passer d'une phase à l'autre sans création ou libération de chaleur latente.

1.2 - Liquide

1.2.1 - Comportement du liquide

A basse température ($T < 100$ mK), la théorie de liquide de Fermi (Landau 1957) donne une bonne description du comportement expérimental du liquide. La théorie considère tout d'abord le liquide comme un gaz dégénéré, obéissant à la statistique de Fermi. Les atomes occupent des états correspondant à ceux d'une onde plane avec un vecteur d'onde k inférieur ou égal à $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$, où n est la densité d'état. Un état excité est créé en déplaçant une particule de l'intérieur de la sphère de Fermi à l'extérieur ; l'excitation est confinée dans une bande de $2k_F$.

Les interactions entre les atomes sont introduites adiabatiquement. Afin de définir les niveaux d'énergie du système, la théorie s'appuie sur le concept de quasi-particule (atome de ^3He "habillé" par la déformation de son environnement). Conceptuellement, on peut imaginer que chaque atome de ^3He est remplacé par une quasi-particule. La fonction de distribution des quasi-particules a la forme de la fonction de Fermi $n(\vec{k}, \sigma)$, où σ représente le spin. L'énergie $\varepsilon(\vec{k}, \sigma)$ d'une quasi-particule est définie par la variation d'énergie δE du système quand la distribution est modifiée par $\delta n(\vec{k}, \sigma)$:

$$\delta E = \sum_{\vec{k}, \sigma} \varepsilon(\vec{k}, \sigma) \delta n(\vec{k}, \sigma)$$

Le point crucial dans la théorie de Landau est l'introduction d'une interaction effective, caractérisée par la fonction $f(\vec{k}, \vec{k}', \sigma\sigma')$, entre deux quasi-particules, ce qui modifie l'énergie d'une quasi-particule par :

$$\sum_{\vec{k}\sigma} f(\vec{k}, \vec{k}'; \sigma\sigma') \delta n(\vec{k}, \sigma)$$

Toutes les propriétés thermodynamiques et de transport sont calculées en fonction des paramètres de Landau $F_{\ell}^{s(a)}$ au niveau de Fermi k_F ; par exemple :

- la chaleur spécifique : $C_V/T = (m^* k_F)/(3\hbar^2)$,
- la masse effective : $m^* = m(1 + \frac{1}{3} F_1^s)$
- la vitesse du premier son : $c_1 = \frac{\hbar k_F}{m} \left(\frac{1 + F_0^s}{3 + F_1^s} \right)^{1/2}$.

1.2.2 - Les excitations : son et son-zéro

Landau utilise l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des quasi-particules pour traiter la propagation du son dans ^3He . Il calcule la réponse de la fonction de distribution à une perturbation de fréquence ω . Dans la limite où la fréquence ω et le temps moyen de collisions entre les quasi-particules (temps de relaxation) satisfont à la condition $\omega\tau \ll 1$, le son (premier son) se propage selon les lois habituelles de l'hydrodynamique.

L'aspect peut-être le plus remarquable de la théorie de Landau est la prédiction que, à basse température, quand $\omega\tau \gg 1$, il existe de nouveaux modes collectifs et propagatifs qu'il a nommés le son-zéro. A première vue, ceci apparaît paradoxal : le temps de relaxation τ des quasi-particules varie comme $\tau \sim T^{-2}$. A des températures suffisamment basses, on aurait tendance à écarter la possibilité que le son puisse se propager car la situation semble analogue à un celle d'un gaz parfait où le libre parcours moyen des particules est plus grand que la longueur d'onde du son. La situation dans ^3He liquide est différente : la forte interaction entre les quasi-particules aboutit à des

fluctuations collectives de la densité (son-zéro). En fait, le son-zéro a une composante longitudinale et une composante transverse.

Caractéristiques :

Les deux caractéristiques du son-zéro (par rapport à un son ordinaire) sont sa vitesse et son atténuation. La vitesse du son ordinaire est fixée par la compressibilité. Sous pression de fusion, la vitesse est de l'ordre de 402 ms^{-1} . Dans ce régime hydrodynamique, l'atténuation α du son est contrôlée par la viscosité η et la fréquence ω :

$$\alpha = \eta \omega^2 \sim \frac{\omega^2}{T^2}$$

où $\eta \sim T^{-2}$.

Le mode longitudinal du son-zéro était observé pour la première fois par Keen *et al.* [21] en 1963. Abel *et al.* [22] (1966) ont ensuite effectué une étude complète de la dépendance en température de la vitesse et de l'atténuation. Dans ce régime, l'atténuation du son est contrôlée par des collisions. Les libres parcours moyens des quasi-particules sont augmentés, ce qui aboutit aux transports des moments sur des grandes distances, l'atténuation étant ainsi proportionnelle à $\tau^{-1} \sim T^2$. Ces prédictions sont confirmées expérimentalement comme indiqué sur la figure 1.3. Sous pression de fusion, la vitesse du son-zéro longitudinal est de l'ordre de $404,5 \text{ ms}^{-1}$.

Expérimentalement, le son-zéro transverse pur est difficile à mettre en évidence. Ce mode transverse est très atténué et a une vitesse de l'ordre de la vitesse de Fermi, v_F ($\sim 35 \text{ ms}^{-1}$). Ceci impose des contraintes difficiles sur les expériences de transmission du son : très basses températures ($< 3 \text{ mK}$) et séparation entre les deux transducteurs de l'ordre de 10^{-3} cm . Mais, même dans ces conditions, il semblerait que les effets dus à l'atténuation du son-zéro longitudinal ne soient pas éliminés [23].

1.3 - Le cristal b.c.c. de ^3He

Le cristal b.c.c. est paramagnétique. A basse température, la plupart de ses caractéristiques sont attribuées à sa nature quantique. Cette dernière est

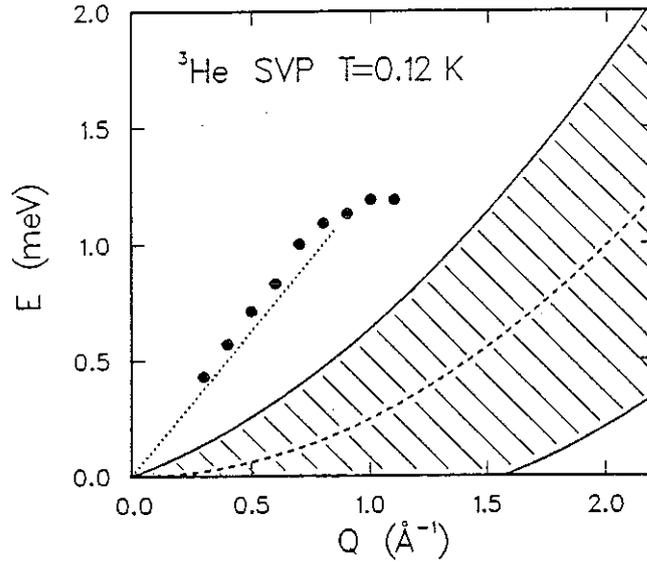


Figure 1.2.: Spectre des excitations élémentaires dans l' ^3He liquide à 120 mK et sous la pression de vapeur saturante. L'aire hachurée et les points représentent respectivement le continuum des quasi-particules et le son-zéro longitudinal; le mode transverse du son-zéro n'est pas visible sur la figure.

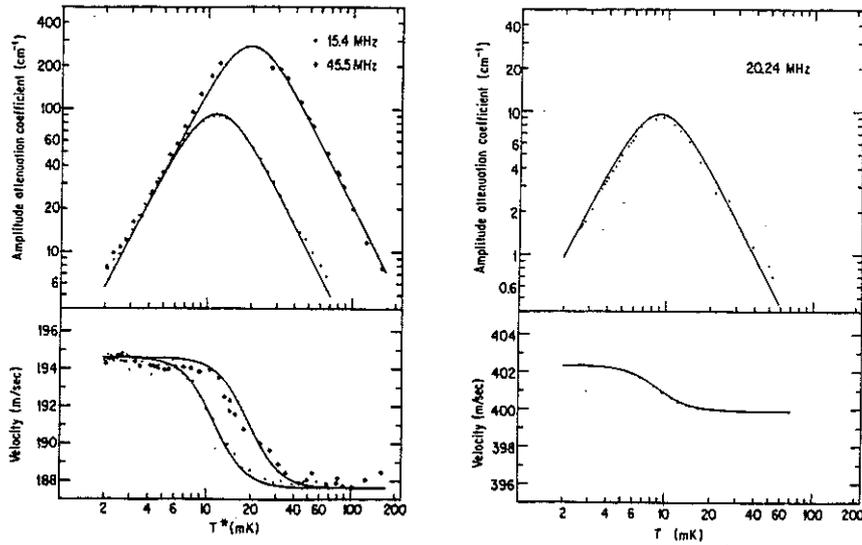


Figure 1.3.: Coefficient d'atténuation de l'amplitude et vitesse du son-zéro longitudinale en fonction de la température à 0.32 bars (à gauche) [22] et à 29.31 bars (à droite) [33].

due au grand mouvement du "point-zéro". En effet, l'écart quadratique moyen du point-zéro étant de l'ordre de $\sim 1,17 \text{ \AA}$, il est très comparable à la distance interatomique ($\sim 3,73 \text{ \AA}$). Selon Greywall [18], la chaleur spécifique peut s'écrire sous la forme : $C_V = \alpha \frac{1}{T^2} + \gamma T^3$. Pour $T \leq 0,1 \text{ K}$, l'échange des spins nucléaires ($\sim T^{-2}$) domine C_V . En conséquence, le temps de diffusion (et donc la relaxation thermique) est proportionnel à T^{-5} et donc augmente très rapidement avec la baisse de température (3 millisecondes à 50 mK). La conductivité thermique [11] vaut $\kappa \sim 10 T^3 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ entre 10 mK et 300 mK et est égale à celle du liquide à environ $T \approx 30 \text{ mK}$.

II - TRANSPORT DE MASSE ET DE CHALEUR A TRAVERS UNE INTERFACE LIQUIDE/SOLIDE

Dans ce paragraphe, nous présentons la description de Castaing-Nozières [5,8] sur la dynamique d'une interface liquide/solide.

Considérer une interface liquide/solide

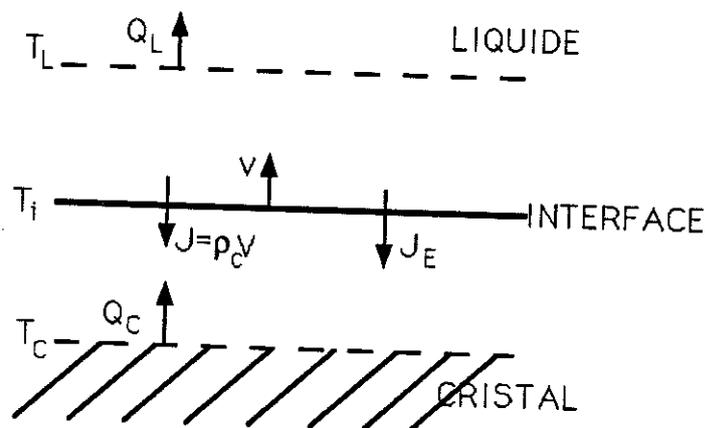


Figure 1.4(a).

On définit tout d'abord les courants de masse, de chaleur et d'énergie à travers l'interface, produits lors d'une croissance.

J : le courant de masse

$$J = \rho_c(v_c - v) = \rho_\ell(v_\ell - v),$$

où v_c et v_ℓ sont respectivement les vitesses du solide et du liquide,

ρ_c et ρ_ℓ sont les densités du solide et du liquide,
et $v = [(\rho_c v_c - \rho_\ell v_\ell) / (\rho_c - \rho_\ell)]$ la vitesse de l'interface.

. **J_Q : le courant de chaleur total**

$$J_{Q_i} = Q_i + JTS_i ,$$

où $i = \ell$ est le liquide, $i = c$ est le solide (cristal),
 T est la température et S_i l'entropie par unité de masse,
 Q_i est le courant de chaleur dû à la conduction,
 JTS_i est le courant de chaleur dû à l'entropie.

. **J_E : le courant d'énergie total**

$$J_E = J_{Q_i} + \mu_i J = Q_i + J(TS_i + \mu_i) ,$$

où μ_i est le potentiel chimique par unité de masse,
 $h_i = (TS_i + \mu_i)$ est l'enthalpie par unité de masse,
 Jh_i est le courant d'enthalpie.

Le transfert de masse et d'énergie à travers l'interface est piloté par :

- la différence de potentiel chimique $\Delta\mu = \mu_\ell - \mu_c$,
- la différence de température $\Delta T = T_\ell - T_c$.

La production irréversible d'entropie \dot{S} par unité de surface pour des faibles écarts de l'équilibre peut être écrite sous la forme :

$$\dot{S} = \frac{dS}{dt} = J \frac{\Delta\mu}{T} + J_Q \frac{\Delta T}{T^2} . \quad (1.1)$$

D'après la théorie de la réponse linéaire, on a deux équations d'écoulement du type Onsager :

$$\frac{\Delta\mu}{T} = aJ + b_1 J_Q , \quad (1.2a)$$

$$\frac{\Delta T}{T^2} = b_2 J + cJ_Q . \quad (1.2b)$$

Remarquons que la relation de réciprocité d'Onsager implique que les deux coefficients b_1 et b_2 soient égaux. De plus, pour que \dot{S} soit positif, il faut que $b^2 < ac$ [8].

L'interprétation physique de ces coefficients se clarifie en considérant les deux cas limites suivants :

- Quand $J = 0$, c est directement lié à la résistance de Kapitza : $R_K = cT^2$ ($R_K = \Delta T/J_Q$).
- Quand $\Delta T = 0$, $\frac{J}{\Delta\mu} = k = \left[Ta \left(1 - \frac{b^2}{ac} \right) \right]^{-1}$, où k est la mobilité isotherme de l'interface.
- De l'équation (I.2b) et en utilisant $R_K = cT^2$, nous avons

$$J_Q = \frac{\Delta T}{R_K} - J \frac{b}{c}.$$

Posons $\lambda = \frac{-b}{c}$. Les flux de chaleur dans chaque phase s'écrivent

$$Q_\ell = J(TS_\ell - \lambda) - \frac{\Delta T}{R_K}; \quad Q_c = J(TS_c - \lambda) - \frac{\Delta T}{R_K}.$$

De ces équations, on déduit que $\frac{\lambda}{T}$ représente l'entropie par unité de masse apportée par l'atome d' ^3He d'une phase à l'autre. Le fait que $(Q_\ell - Q_c) = JL$ implique que c'est λ qui fixe Q_ℓ et Q_c indépendamment. Autrement dit, ce terme croisé λ est analogue au coefficient Peltier [7,15].

Les équations (I.2) peuvent être exprimées à l'aide de k , R_K et λ :

$$J = k\rho c \left[\Delta\mu + \lambda \frac{\Delta T}{T} \right], \quad (I.3a)$$

$$\Delta T = R_K [J_Q - \lambda J], \quad (I.3b)$$

et l'équation (I.1) prend la forme

$$\dot{S} = \frac{R_K}{T} (J_Q - \lambda J)^2 + \frac{J^2}{kT},$$

avec $R > 0$, $k > 0$, pour que $\dot{S} > 0$.

La dynamique d'une interface (et donc le phénomène de croissance cristalline) est caractérisée par trois coefficients :

- . R_K , la résistance au flux de chaleur à travers l'interface,
- . k , la résistance à la croissance isotherme, ou mobilité isotherme,
- . et λ le coefficient qui détermine le partage de la chaleur latente entre les deux phases.

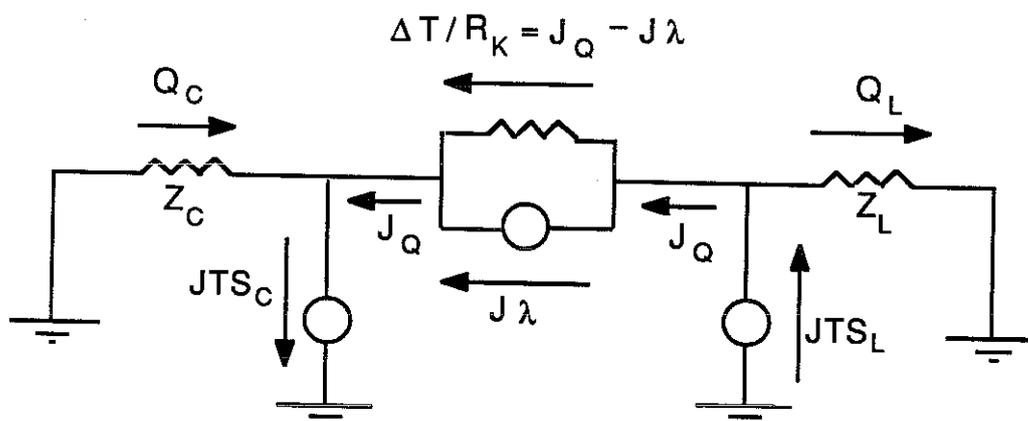


Figure 1.4(b).: Circuit analogique électrique expliquant la conservation de l'entropie à l'interface liquide/cristal lors de la croissance (ref.27). L'entropie du cristal est alimentée par le flux de chaleur Q_C fourni par les parois de la cellule et le flux de chaleur J_Q arrivant via l'interface. De même l'entropie du liquide est extraite par Q_L et J_Q . Les flux de chaleur de conduction et de convection sont respectivement $J_Q - \lambda J$ et λJ .

III - NOTE SUR LA STRUCTURE D'UNE INTERFACE LIQUIDE-SOLIDE DE L'HELIUM

Une définition simpliste de l'épaisseur intrinsèque d'une interface consiste à dire que l'épaisseur correspond à la distance sur laquelle on passe de l'ordre cristallin à "l'ordre" liquide, lorsque l'interface ne fluctue pas.

La structure de l'interface dépend fortement du réseau cristallin. Il existe, en fait, une compétition entre le potentiel cristallin et les fluctuations thermiques de l'interface. A basse température, le potentiel cristallin annihile les fluctuations thermiques de grande longueur d'onde. L'interface reste localisée (ancrée) sur le réseau cristallin ; la surface du cristal est ainsi lisse ou facettée. Les fluctuations thermiques dominent à haute température ; la surface est rugueuse et sa forme macroscopique est arrondie. Cette transition rugueuse est caractérisée par une loi universelle : $k_B T_R = \frac{2}{\pi} \gamma(T_R) a^2$ où $\gamma(T_R)$ est la tension de surface à la température de la transition rugueuse T_R , et a est la périodicité du réseau. Pour l' ^3He , T_R est de l'ordre de 100 mK [24].

Contrairement au cas d'une interface liquide-liquide, la tension de surface d'une interface liquide-solide est dépendante de l'orientation cristallographique \vec{k} du cristal par rapport à la normale de l'interface [30].

En l'absence d'un gradient de température, le paramètre déterminant la forme de l'interface est la longueur capillaire $\ell = \left(\frac{\tilde{\gamma}}{g\Delta\rho} \right)^{1/2}$, où $\tilde{\gamma}$, g , $\Delta\rho$ sont respectivement la tension de surface, la constante gravitationnelle et la différence de la densité entre les deux phases. Précisons ici que nous supposons que la tension de surface liquide-paroi $\gamma_{\ell p}$ est sensiblement égale à celle du cristal-paroi γ_{cp} (un calcul complet, tenant compte de $\gamma_{\ell p}$ et γ_{cp} est donné en ref. 28).

Si ℓ est inférieure à la dimension de la cellule, l'interface est plate, excepté bien sûr près de la paroi. Au contraire, si ℓ est supérieur à la dimension de la cellule, la forme de l'interface est déterminée par la tension de surface.

IV - LA RESISTANCE DE KAPITZA

IV.1 - Définition et modèles théoriques

En 1941, P.L. Kapitza a découvert l'apparition d'une discontinuité en température à la surface entre l'hélium superfluide et un solide, en présence d'un flux de chaleur. Cette résistance thermique de surface (résistance de Kapitza, R_K) est définie comme : $R_K = \Delta T / \dot{Q}$ où \dot{Q} est le flux de chaleur et ΔT la différence de température entre les deux côtés de l'interface.

Khalatnikov (1952) a montré que cette résistance de surface est gouvernée par la transmission des phonons à travers l'interface et prédit que R_K se comporte comme [26] :

$$R_K = \frac{15h^3\rho_s c_t^3}{16\pi^5 k^4 \rho c_1 F\left(\frac{c_l}{c_t}\right) T^3},$$

où ρ_s et ρ sont respectivement les densités du solide et du liquide,
 c_l, c_t sont les vitesses du son longitudinal et transversal du solide,
 F est une fonction de $\frac{c_l}{c_t}$ et se situe entre 1,5 et 2.
 c_1 est la vitesse du premier son dans le liquide ^4He .

La formule montre que la résistance de Kapitza dépend :

- des impédances acoustiques Z ($Z = \rho c$, ρ étant la densité et c la vitesse du son) des deux milieux,
- des propriétés élastiques du solide (et donc de la température de Debye et de la masse atomique).

Little (1959) a généralisé la théorie au cas de l'interface entre deux solides, cas pour lequel il a montré que le calcul est plus compliqué à cause de l'existence d'ondes transverses dans les deux milieux.

Compte tenu de la nature de ^3He liquide (liquide ayant à basse température un mode longitudinal et deux modes transverses du son-zéro), il est mis en évidence [9] que le modèle de Little est bien adapté pour traiter le cas d'une interface liquide-solide de l' ^3He .

Nous résumons quelques éléments du modèle de Little. Un flux d'énergie incident sur une interface, Q_{inc}^i , dû à un mode i des phonons de vitesse c_i , s'écrit :

$$Q_{inc}^i = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \hbar\omega N(\omega) (c_i \cos\theta) d\omega d\Omega,$$

où $N(\omega)$ représente le nombre des phonons entre ω et $\omega+d\omega$ dans un angle solide $d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$. Pour chaque θ , seule une fraction τ_{1-2}^i de l'énergie

incidente est transmise du milieu 1 au milieu 2. On souligne que τ_{1-2}^i dépend des impédances acoustiques des deux milieux (voir ref. 25). Le flux d'énergie dû au mode i allant du milieu 1 au milieu 2 est donc

$$Q_{1-2}^i = \frac{k_B^4 T_1^4}{h^3} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_0^{z_{\max}} \frac{z^3}{e^z - 1} dz \left(\cos\theta \frac{\tau_{1-2}^i}{c_i^2} \right) d\Omega,$$

où $z = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$ et $N(\omega)$ est explicité en utilisant le modèle de Debye. A basse température et quand $T_1 \approx T_2$, le flux net de chaleur à l'interface s'écrit :

$$\Delta Q = Q_{1 \rightarrow 2} - Q_{2 \rightarrow 1} \sim T^3 \Delta T \sum_{\text{mode } i} \left\langle \frac{\tau_i}{c_i^2} \right\rangle,$$

où $\tau_{1 \rightarrow 2}^i = \tau_{2 \rightarrow 1}^i = \tau_i$ découle du deuxième principe de la thermodynamique et du principe du bilan détaillé. Puisque le taux de transmission est indépendant de la température, on en déduit que la résistance de Kapitza se comporte comme :

$$\frac{1}{R_K T^3} = 1.10^6 \sum_{\text{mode } i} \left\langle \frac{\tau_i}{c_i^2} \right\rangle,$$

avec c_i en m/s et T en kelvin.

Remarque historique :

Dans une étude sur l'impédance acoustique du liquide ^3He , Bekarevich et Khalatnikov (B.K.) (1960) [2] ont calculé par une approche semi-classique la résistance thermique à l'interface entre le liquide ^3He et la surface d'un solide vibrant contre le liquide. Ce calcul a été stimulé par les prédictions sur la nature de ^3He à basse température. Un flux d'énergie est rayonné de la surface du solide au liquide puisque la réflexion des quasi-particules par la surface modifie leur fonction de distribution. *Une mesure de la résistance thermique de surface R peut-elle renseigner sur l'existence du mode son-zéro ?* Leur calcul, valable pour des températures inférieures à 200 mK montre que R varie comme $\frac{1}{T^3}$ et qu'elle dépend des paramètres F_0 et F_1 du liquide de Fermi.

IV.2 - Détermination expérimentale de la résistance de surface, R_K : la méthode classique

Dans ce paragraphe, nous allons commenter quelques aspects de la technique "classique" afin d'en expliquer les contraintes.

Considérons une interface entre deux milieux. En présence d'un flux de chaleur par unité de surface, \dot{Q} , les gradients thermiques s'établissent dans chaque phase comme il est indiqué sur la figure I.5.

Rappelons que cette technique consiste à imposer un flux de chaleur \dot{Q} à l'interface et à extrapoler les températures mesurées par T_1 et T_2 jusqu'à l'interface. On note les points suivants :

- i) La différence de température ($T_2 - T_1$) égale à ΔT_m est déterminée par le produit du flux de chaleur \dot{Q} et de la somme des impédances

$$\Delta T_m = \dot{Q} \left[R_K + \frac{\ell_1}{\kappa_1} + \frac{\ell_2}{\kappa_2} \right],$$

où κ_i sont les conductivités thermiques de chaque milieu. Il faut que les impédances thermiques $\left(\frac{\ell}{\kappa}\right)$ soient faibles devant R_K afin de pouvoir extrapoler ΔT_m à ΔT_s .

- ii) Même si ΔT_s est déterminée dans de bonnes conditions, une légère divergence subsiste entre ΔT_s et ΔT_K , ΔT_K étant la différence de température calculée. Dans le modèle de Little par exemple, les phonons sont émis à partir d'un point où ils sont en équilibre thermique, c'est-à-dire à une distance d'au moins un libre parcours moyen (λ) de l'interface, ce qui explique que ΔT_s est plus faible que ΔT_K . En effet, la principale difficulté est de savoir si les thermomètres mesurent seulement les phonons incidents (dans ce cas, le modèle de Little est applicable) ou s'ils mesurent la distribution totale de phonons près de l'interface [29].

Pour terminer ce paragraphe, on va considérer le cas d'une interface liquide-solide ^3He .

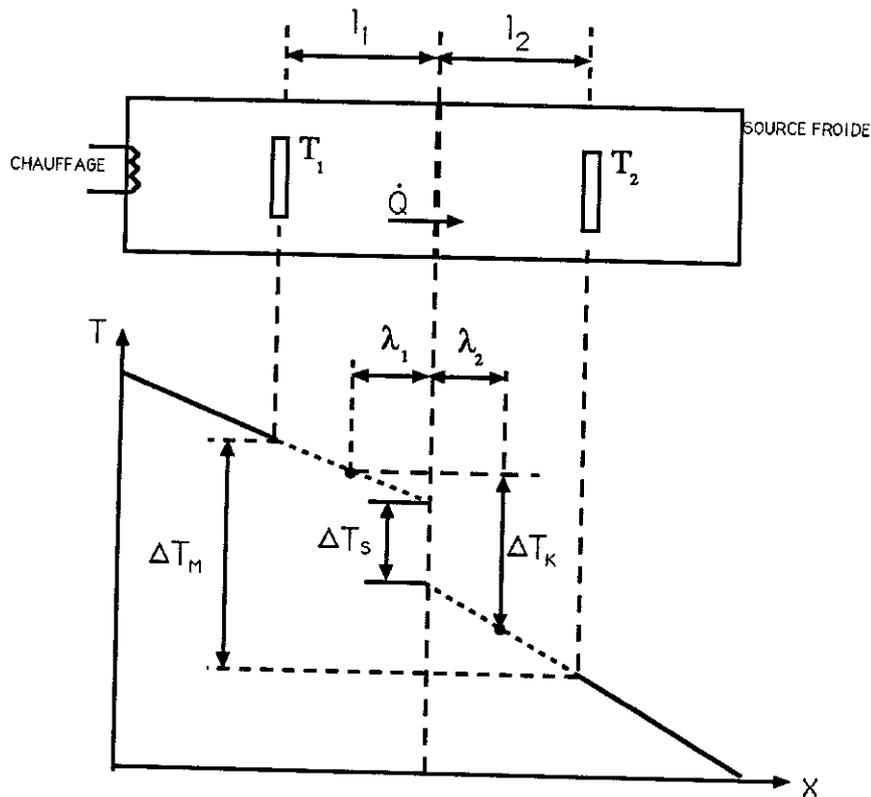


Figure 1.5.: La figure représente le gradient thermique dans chaque milieu en présence d'un flux de chaleur Q à travers l'interface. Ce schéma précise la divergence entre ΔT_M , ΔT_S et ΔT_K :

ΔT_M représente la différence en température mesurée par les thermomètres T_1 et T_2 .

ΔT_S représente la différence en température obtenue en extrapolant les gradients thermiques jusqu'à l'interface. L'extrapolation n'est valable que si les thermomètres se situent près de l'interface et que les conductivités thermiques de chaque milieu soient bonnes.

ΔT_K est la différence en température calculée à un libre parcours moyen λ_1 et λ_2 de chaque côté de l'interface.

La principale difficulté expérimentale dans le cas de ^3He est due à l'impédance thermique du liquide. Cette impédance thermique est en série avec la résistance thermique de surface R_K . Puisque la chaleur spécifique du liquide est grande et la conductivité thermique faible, le temps d'équilibre thermique est très long. De plus, la faible conductivité thermique du liquide pourrait entraîner des pertes thermiques par conduction des parois de la cellule. Ceci fausse le gradient thermique. C'est la raison pour laquelle il est difficile de déterminer la température de l'interface du côté liquide.

Quelques ordres de grandeur :

A $T = 100 \text{ mK}$, l'impédance thermique $\left(\frac{\rho}{K_L}\right)$ d'un millimètre de liquide est de l'ordre de $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2\text{K/W}$. La résistance thermique de l'interface R_K est de l'ordre de $200 \text{ cm}^2\text{K/W}$ (si on admet que $R_K T^3 \approx 0,2 \text{ cm}^2\text{K/W}$). On constate donc qu'il est impossible d'utiliser la méthode classique comme il est souligné en ref. 3.

La technique de mesure que nous allons utiliser (voir chapitre II) ne fait intervenir que l'impédance thermique du solide, qui est de l'ordre de $10 \frac{\text{cm}^2\text{K}}{\text{W}}$ pour une épaisseur d'un millimètre de solide.

V - BILAN EXPERIMENTAL DE L'INTERFACE LIQUIDE-SOLIDE DE ^3He

~ 1985 :

Les premières expériences sur l'interface liquide ^3He -solide ^3He avaient été effectuées par Puech, Bonfait, Castaing [3]. Deux des coefficients dissipatifs, la résistance de Kapitza R_K et la mobilité isotherme (à $T = 0,3 \text{ K}$) ont été mesurés. La résistance de Kapitza a été mesurée par la méthode classique qui est décrite au paragraphe II. La valeur expérimentale de $R_K T^3 \approx 0,8 \text{ cm}^2\text{K}^4/\text{W}$ et est à peu près quatre fois plus grande que celle calculée à partir du modèle de désadaptation acoustique de Khalatnikov-Little.

La fusion rapide au minimum de la courbe de fusion a permis de fixer une borne inférieure à la valeur de la mobilité. En effet, la pression de fusion mesurée est inférieure ou égale à $0,2 \text{ mbar}$ pour une vitesse de fusion de l'ordre de $0,7 \text{ cm/sec}$. Ceci donne une mobilité $k \geq 0,7 \text{ s/m}$, qui est au moins

150 fois plus grande que celle prédite par le modèle d'Andreev et Parshin (voir chapitre IV).

~ 1987-88 :

A l'Ecole Normale Supérieure de Paris (E.N.S.), une étude a été entamée à l'aide d'un cryostat optique. La tension de surface $\tilde{\gamma}$ des cristaux de ^3He a été mesurée :

$$\tilde{\gamma} = 0,060 \pm 0,011 \text{ erg/cm}^2 \text{ à } T = 0,32 \text{ K [17,24].}$$

Il semble que la tension de surface ne dépende pas de la température et elle est très peu anisotrope. Le deuxième résultat important est que l'angle de contact est supérieur à 150° .

~ 1988-89 :

A l'E.N.S., la mobilité isotherme a été mesurée par l'observation directe de la relaxation d'un cristal de ^3He sous l'effet de la gravité et de la tension de surface. Le résultat expérimental est : $k = 0,18 \pm 0,04 \text{ s/m}$. A partir de ceci, une valeur de la résistance de Kapitza R_K a été déterminée, indiquant que R_K ($T = 0,32 \text{ K}$) $\approx 1,3 \frac{\text{cm}^2\text{K}}{\text{W}}$ [4,9].

CHAPITRE II

**ACCES A LA RESISTANCE THERMIQUE DE
L'INTERFACE LIQUIDE-CRISTALL DE L'³HE
PAR UNE MESURE DE PRESSION :**

UNE NOUVELLE TECHNIQUE

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous montrons comment on peut avoir accès à la résistance thermique de l'interface liquide-cristal de ^3He par une nouvelle technique.

Utilisant les particularités de l'hélium 3, elle lie la variation en pression dans le liquide à la résistance thermique de l'interface (résistance de Kapitza) lors d'une variation de flux de chaleur à travers l'interface.

Ceci sera présenté en deux étapes. Nous commencerons en premier lieu par considérer le cas où il n'y a pas de flux de masse J à travers l'interface. Ensuite, nous insisterons sur les ordres de grandeurs mesurables attendus, afin de justifier la conception de la cellule expérimentale et de mettre en évidence les difficultés principales de cette expérience. En dernier lieu, nous généraliserons la formulation des équations pour tenir compte d'un flux de masse.

I - PRINCIPE DE MESURE : $J = 0$

La condition d'équilibre thermodynamique pour la coexistence de deux phases nécessite la continuité des potentiels chimiques, c'est-à-dire :

$$\mu_l = \mu_c \quad (2.1)$$

(la pression dans le liquide n'est égale à la pression "fictive" du solide que si l'interface est plane).

Près de l'équilibre thermodynamique, la différence de potentiels chimiques $\Delta\mu$ et la différence de température ΔT entre les deux phases est non nulle :

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= \mu_l - \mu_c \\ \Delta T &= T_l - T_c \end{aligned}$$

D'après les équations de Castaing et Nozières (1.3) et dans le cas où le flux de masse J est nul, la différence de potentiel chimique $\Delta\mu$ est directement

proportionnelle à la différence de température ΔT ; la constante de proportionnalité étant le terme croisé λ :

$$\Delta\mu = -\lambda \frac{\Delta T}{T} \quad (2.2)$$

et la différence de température n'est liée qu'au flux de chaleur J_{Q_c} :

$$\Delta T = R_K J_{Q_c} \quad (2.3)$$

La variation de potentiel chimique par unité de masse dans chacune des phases s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{LIQUIDE :} \quad & d\mu_\ell = \frac{\delta p_\ell}{\rho_\ell} - S_\ell \delta T_\ell \\ \text{CRISTAL :} \quad & d\mu_c = \frac{\delta p_c}{\rho_c} - S_c \delta T_c \end{aligned} \quad (2.4)$$

- où . δp_c et δp_ℓ représentent les variations en pression dans le cristal et le liquide respectivement,
 . δT_c et δT_ℓ représentent les variations en température,
 . S_c et S_ℓ sont les entropies de chaque phase,
 . ρ_c et ρ_ℓ sont les densités.

Pour ce qui suit, nous confondons δp_ℓ et δp_c . Autrement dit, nous considérons l'interface comme étant plate. En posant :

$$\Delta T = \delta T_\ell - \delta T_c$$

$$\Delta p = p_c - p_\ell ,$$

on peut écrire la différence de potentiel chimique $\Delta\mu$ entre les deux phases :

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= d\mu_\ell - d\mu_c \\ &= \left(\frac{\Delta p}{\rho_c \rho_\ell} \right) \delta p - S_L \Delta T - (S_\ell - S_c) \delta T_c \end{aligned} \quad (2.5)$$

Dans le cristal, δT_c peut être contrôlée expérimentalement avec beaucoup de précision grâce à la bonne conductivité thermique du cristal. On peut donc rendre $dT_c \approx 0$ (voir figure 2.1).

En utilisant (2.2), l'équation (2.5) s'écrit:

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_c\rho_\ell}\right)\delta p = \left(S_\ell - \frac{\lambda}{T}\right)\Delta T,$$

ce qui montre que l'apparition d'une différence de température ΔT à l'interface en présence d'un flux de chaleur aboutit à une variation de pression dans le liquide.

En remplaçant ΔT par l'équation (2.3) on obtient l'expression de la résistance de Kapitza liée à la variation en pression dans le liquide pour une variation d'un flux de chaleur à travers l'interface :

$$R_K = \frac{\delta p}{J_{Q_c} \left\{ \frac{\left(S_\ell - \frac{\lambda}{T}\right)}{(\Delta\rho/\rho_c\rho_\ell)} \right\}} \quad (2.6)$$

Il y a deux paramètres inconnus dans la formule (R_K et λ) et seule une combinaison de ces paramètres peut être déterminée expérimentalement.

Les premières constatations expérimentales de [3] ont indiqué que presque toute la chaleur latente est libérée dans le liquide et donc $\lambda \approx TS_c$. Ceci est aussi en accord avec le calcul de [4] (voir chapitre IV).

En utilisant donc $\lambda \approx TS_c$, on voit que le terme $\left\{ \frac{S_\ell - (\lambda/T)}{\Delta\rho/\rho_c\rho_\ell} \right\}$ est égal à la pente de la courbe de fusion $\left(\frac{dP}{dT}\right)_{T^*}$. En conséquence, l'équation (6) s'écrit dans la forme simple :

$$R_K = \frac{\delta p}{J_{Q_c} \left\{ \frac{dP}{dT} \Big|_{T^*} \right\}} \quad (2.7)$$

II - CALCUL DES ORDRES DE GRANDEUR ATTENDUS

Nous recherchons une configuration expérimentale afin d'exploiter l'équation (2.7). Admettons une configuration expérimentale comme celle schématisée à la figure 2.1. Nous allons calculer les ordres de grandeur mesurables attendus. A ce stade, les effets secondaires seront négligés.

La température de la source froide est à 20 mK et celle de l'interface du côté cristal est à 110 mK. La conductivité thermique du liquide $\kappa_L \approx 2.10^{-5} \frac{W}{cmK}$ [11] et celle du cristal est $\kappa_C = 10 T^3 \frac{W}{cmK}$ [14]. Pour 3 cm de liquide, le gradient thermique dans le liquide est :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 3.10^{-2} \frac{K}{cm}$$

Le flux de chaleur de conduction traversant l'interface est :

$$J_Q = \kappa_L \frac{\partial T}{\partial x} = 6.10^{-7} \frac{W}{cm^2}.$$

Nous déduisons une valeur de R_K en extrapolant, avec une loi en T^3 , la valeur de R_K mesurée indirectement à $T = 320$ mK [4]. La variation de la pression dans le liquide, due à une résistance thermique, est donc de l'ordre de :

$$\delta p = R_K J_Q \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T=110 \text{ mK}},$$

$$\approx 0,6.10^{-3} \text{ bar}.$$

(Nous notons que $R_K(T=0,1 \text{ K}) = 30 \text{ cm}^2\text{K/W}$; $\left. \frac{dP}{dT} \right|_{T=110 \text{ mK}} \approx 20 \text{ mb/mK}$).

Il est clair qu'à partir de cette faible valeur de δp calculée et de l'apparition de la pente de la courbe de fusion dans l'expression (2.7), une des plus grandes difficultés de cette expérience est la régulation précise de la température de l'interface du côté cristal. Autrement dit, une variation en température de $dT_c \sim 10^{-5} \text{ K}$ engendrerait une variation en pression $\delta p \sim 0,2 \text{ mbar}$, qui masquerait en partie l'effet dû à la résistance thermique de surface. Par conséquent, une erreur de 10 % sur des mesures expérimentales nécessite une régulation de dT_c qui soit meilleure que $10 \mu\text{K}$.

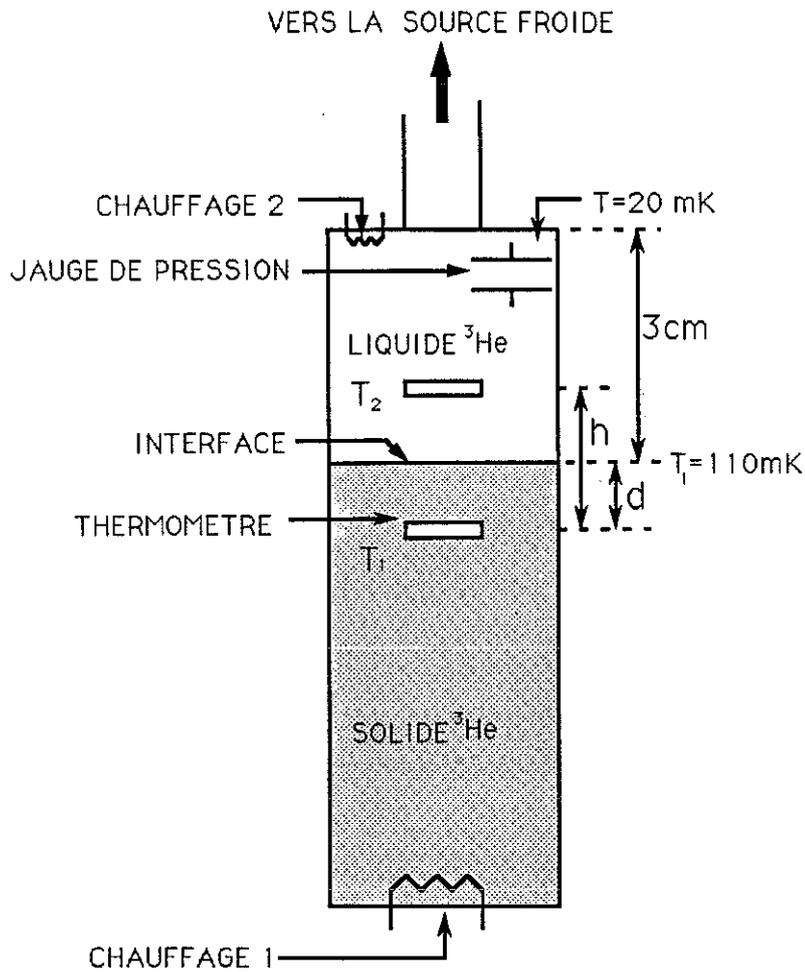


Figure 2.1.: Pour calculer les ordres des grandeurs attendus on considère une configuration comme dessinée. La figure montre un mélange de liquide/cristal dans une cellule. Le liquide est en contact avec la source froide qui est 20mK. L'interface se situe entre deux thermomètres T_1 et T_2 qui sont séparés par une distance h . L'épaisseur du cristal au dessus du thermomètre T_1 est d . La température de l'interface est réglée avec le chauffage 1 et le thermomètre T_1 . Il faut que d soit petit ($<0,5\text{mm}$) afin que la température de l'interface côté cristal soit stable mieux qu'à 3uK près pendant toute la durée de l'expérience. Le gradient thermique dT_C entre le thermomètre T_1 et l'interface est presque nul grâce à la bonne conductivité thermique du cristal.

Dans le calcul suivant, nous allons exposer l'importance que représente le fait de connaître d (voir figure 2.1), la distance entre le thermomètre de régulation et l'interface, compte tenu de l'impédance thermique du cristal, $Z_c = d/\kappa_c$. Le flux de chaleur dans le cristal, entre le thermomètre et l'interface, produit un échauffement de l'interface, qui se traduit par une baisse supplémentaire de la pression par :

$$\delta p_c = Z_c J_Q \left. \frac{dP}{dT} \right|_T.$$

Pour une distance $d \sim 1$ mm, une conductivité thermique du cristal $\kappa_c \approx 10$ T³ et, à une température de $T \sim 0,1$ K ($\delta p_c \sim 0.2$ mbar), nous obtenons :

$$\frac{\delta p}{\delta p_c} \sim 3.$$

La résistance de Kapitza est du même ordre de grandeur que l'impédance thermique de 3 mm du cristal. Il devient donc impératif de connaître d avec une très bonne précision afin de minimiser l'erreur de mesure

Nous apporterons plus de détails sur ces conditions au chapitre IV, et en particulier sur la conduction thermique du cristal près du liquide.

3 - PRINCIPE DE MESURE : $J \neq 0$

Nous allons considérer le cas de façon un peu plus générale. Supposons un flux de masse J à travers l'interface.

La variation totale du potentiel chimique par unité de masse $\Delta\mu = \mu_\ell - \mu_c$ s'écrit :

$$\Delta\mu = \left(\frac{\delta p_\ell}{\rho_\ell} - \frac{\delta p_c}{\rho_c} \right) - S_\ell \Delta T - (S_\ell - S_c) \delta T_c \quad (2.8)$$

où tous les symboles ont la même signification qu'auparavant.

En tenant compte des points suivants :

la forme de l'interface ne subit pas de variations : $\delta p_\ell = \delta p_c = \delta p$,

. les équations de Castaing et Nozières (eq. (2.3)) :

$$\Delta T = R_K [J_Q - \lambda J]$$

$$\Delta \mu = \frac{J}{\rho_c k} - \lambda \frac{\Delta T}{T}$$

on trouve :

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho_c \rho_l} \right) \delta p - (S_l - S_c) \delta T_c - \frac{J}{\rho_c k} = \left(S_l - \frac{\lambda}{T} \right) \Delta T$$

qui peut être explicité comme suit :

$$\delta p - \frac{dP}{dT} \Big|_T \delta T_c - \frac{J}{k \Delta \rho} \rho_l = \frac{\rho_c \rho_l}{\Delta \rho} \left(S_l - \frac{\lambda}{T} \right) R_K [Q_c + J(T S_c - \lambda)] \quad (2.9)$$

Chacun des termes à gauche représentent une baisse de la pression par rapport à la pression de fusion. L'origine de ces termes est claire :

- i) Le premier est dû à l'existence de la résistance de Kapitza.
- ii) Le deuxième terme, un échauffement du cristal près de l'interface, provoquerait une baisse de la pression.
- iii) Le troisième terme représente la pression de fusion due à la mobilité de l'interface.

Si on contrôle la température (mieux qu'à 10^{-5} K près) à l'interface, lors de la fusion, la résistance de Kapitza s'écrit comme suit :

$$R_K = \frac{\delta p - \frac{J}{k} \frac{\rho_l}{\Delta \rho}}{[Q_c + J(T S_c - \lambda)] \cdot \frac{dP}{dT} \Big|_T} \quad (2.10)$$

Maintenant, si la chaleur latente est libérée dans le liquide ($\lambda = T S_c$), le flux d'enthalpie $J(T S_c - \lambda)$ est nul, et donc le flux de chaleur de conduction, incident sur l'interface du côté cristal, ne serait pas modifié. On a, en conséquence, une méthode de vérification de $\lambda = T S_c$.

CHAPITRE III

TECHNIQUES ET METHODES EXPERIMENTALES

I - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

I.1 - La cellule expérimentale

I.1.1 - Les impératifs :

Le principe de l'expérience est de mesurer une variation de pression dans la phase liquide, pour une variation bien déterminée du flux de chaleur à travers l'interface liquide-cristal. Lors de l'expérience, la température de l'interface du côté cristal doit être stable, à mieux que 10 μ K près.

La configuration expérimentale doit également permettre d'étudier la mobilité de l'interface pour une large gamme de vitesses à 320mK.

Ces deux impératifs nécessitent d'avoir :

- Une géométrie allongée et mécaniquement rigide. En effet, dans cette géométrie les lignes de courant de chaleur sont bien verticales. La cellule doit tenir des pressions de l'ordre de 40 bars car l'expérience est menée sur la courbe de fusion.
- Une jauge de pression qui permet de mesurer à haute pression (30 bars) de faibles variations (< 0.1 mbar). Ceci est réalisé grâce à une jauge de pression du type Straty-Adams [13].
- Une "visualisation" de la hauteur du cristal dans la cellule. Ceci est obtenu grâce à une mesure capacitive ; l'interface liquide-cristal se trouve entre les armatures d'un condensateur cylindrique.
- Un dispositif qui permet de faire varier la pression dans la cellule ainsi que le rapport liquide/cristal, celui-ci étant réalisé grâce à une cellule Pomeranchuk. Rappelons que l'échantillon à l'intérieur de la cellule se trouve "isolé" de l'extérieur, à cause de la formation d'un bouchon de solide dans le capillaire de remplissage de ^3He . Ni la pression, ni le rapport liquide/cristal dans la cellule ne peuvent être modifiés en ajoutant de la matière (^3He) de l'extérieur.

I.1.2 - Spécificité et montage

La cellule expérimentale est représentée schématiquement figure 3.1. Nous allons décrire chacun de ses éléments principaux en détail.

a) La jauge de pression :

Pour faire de la thermométrie fine sur la courbe de fusion, Greywall et Busch (1982) [12] ont amélioré la jauge de pression conçue par Straty et Adams (1969) [13] dans le même but.

La figure 3.2 représente un diagramme de la jauge de pression, faite entièrement en cuivre-beryllium (CuBe). Cet alliage présente l'intérêt de devenir dur une fois qu'il est traité thermiquement. La pression du liquide est transmise à une armature du condensateur à l'aide d'un diaphragme de diamètre $\sim 10,7$ mm et d'épaisseur $\sim 0,4$ mm. Les armatures du condensateur sont composées de deux disques parallèles de diamètre 9 mm et d'épaisseur égale à 3 mm. Elles ont tout d'abord été traitées thermiquement à 350°C pendant trois heures pour améliorer leurs propriétés mécaniques. Ensuite, elles ont été polies avec de la pâte à diamant de $3\ \mu\text{m}$. Le contrôle des surfaces a été fait au microscope et a montré une planéité de quelques microns.

La première étape du montage de la jauge consistait à coller les armatures des condensateurs : une sur le téton du diaphragme et l'autre sur la deuxième pièce de la jauge. La colle utilisée était une résine époxy (stycast 2850 T (noir)) car, d'une part, elle a une très bonne conductivité thermique et se contracte très peu à basse température et, d'autre part, elle est un excellent isolant électrique. Rappelons que la capacité est proportionnelle à l'inverse de la séparation entre les deux armatures. Il a donc fallu optimiser cette séparation afin d'avoir une bonne sensibilité $\left(\frac{\Delta C}{C}\right)$ dans la gamme de pression de 30 bars.

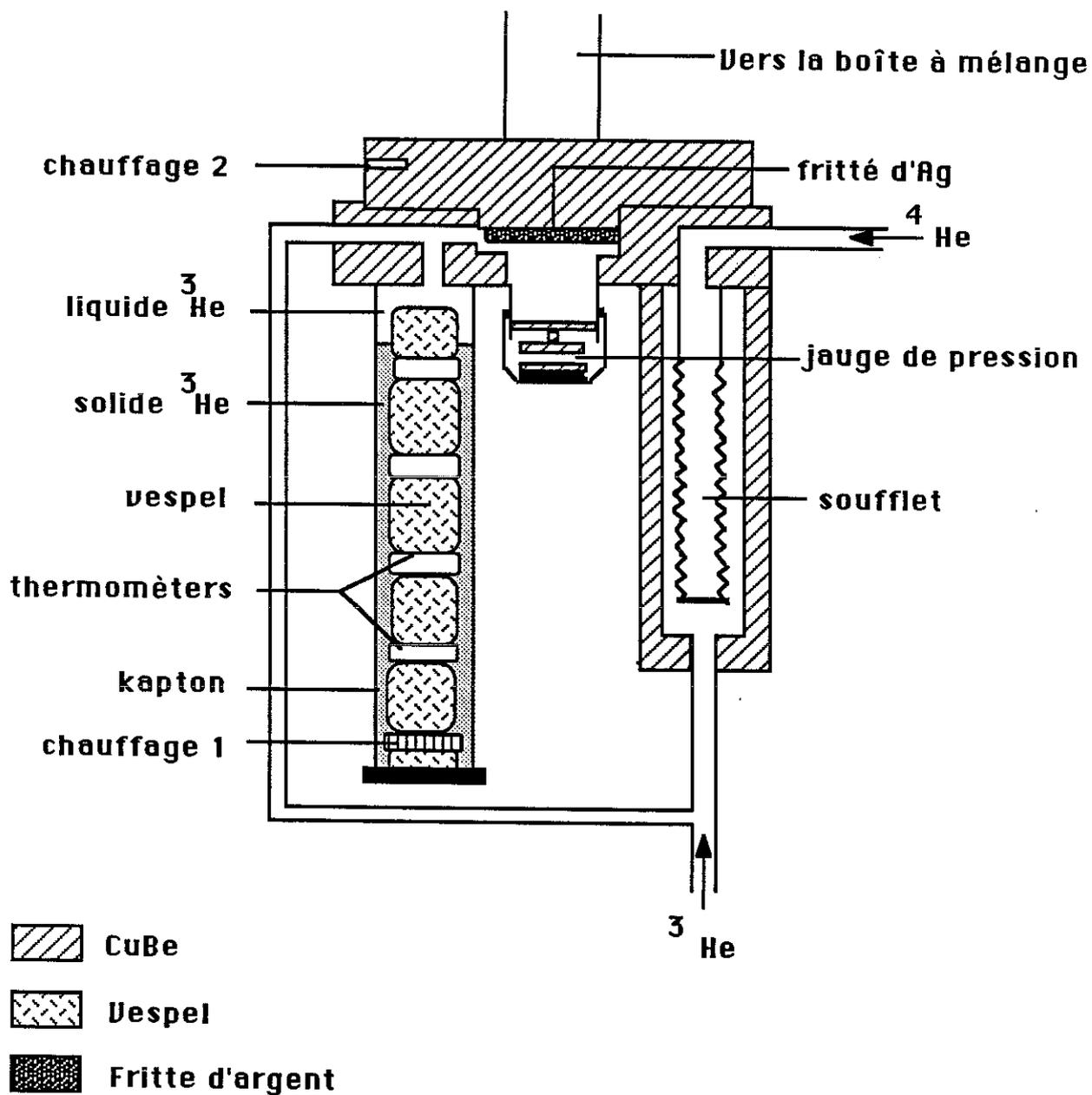


Figure 3.1.: Représentation Schématique de la Cellule Expérimentale

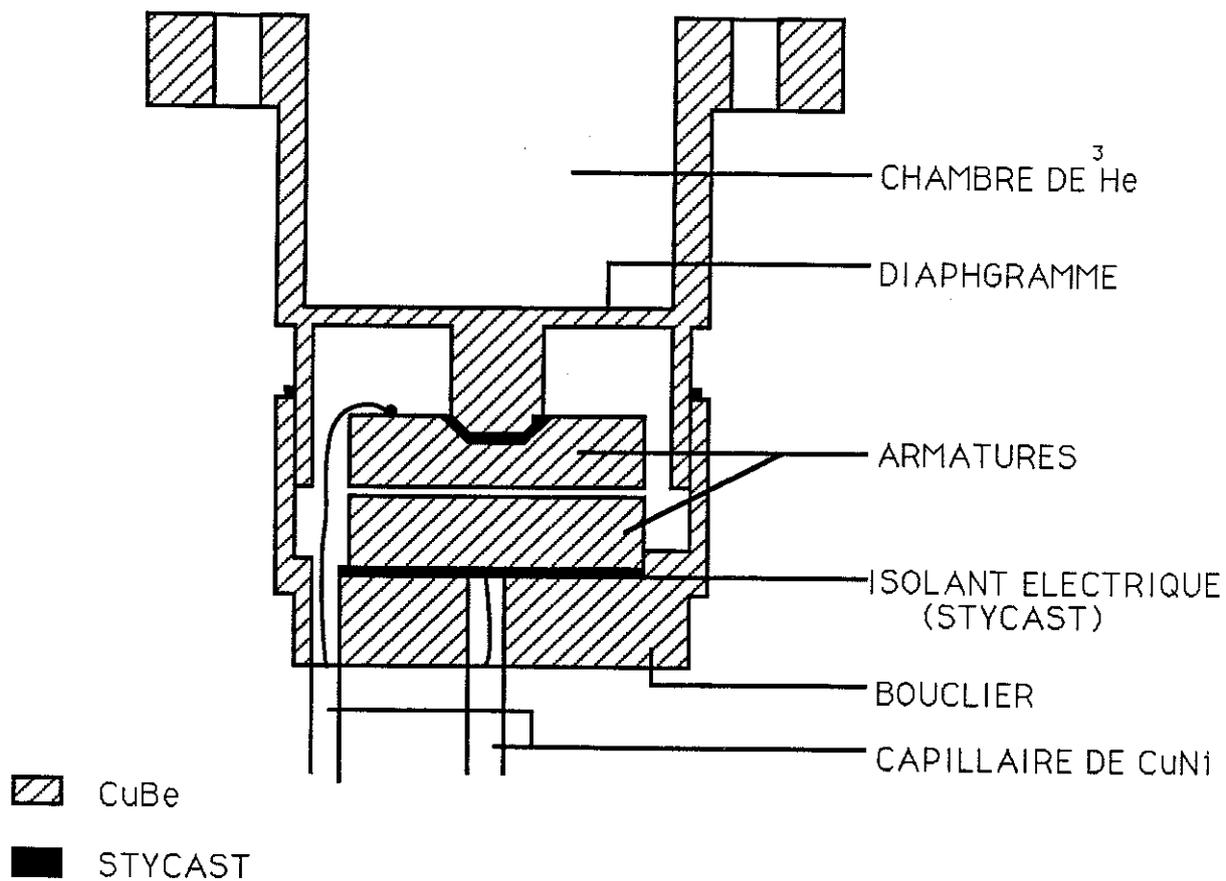


Figure 3.2.: La Jauge de Pression

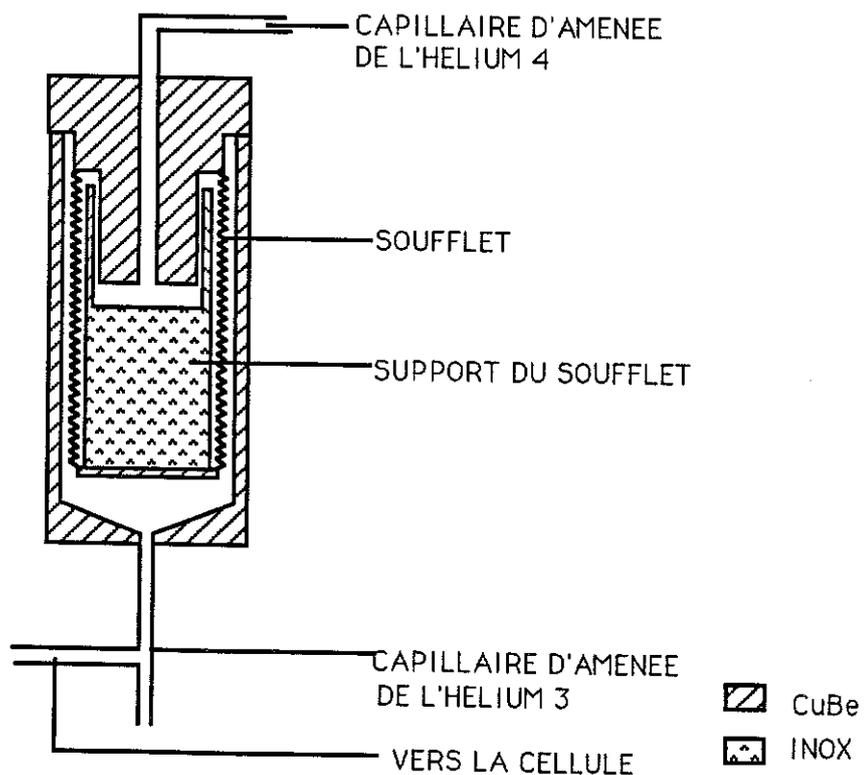


Figure 3.3.: La Cellule Pomeranchuk

L'assemblage de la jauge a été effectué comme décrit ci-dessus :

- a) Une pression de ~ 40 bars a été appliquée sur le diaphragme.
- b) Les deux pièces de la jauge ont été serrées ensemble et collées avec du stycast noir. Bien entendu, les armatures se touchent et donc s'alignent l'une par rapport à l'autre. La pression a été maintenue pendant 30 heures.

La capacité de ces armatures (à l'ambiante et une fois la pression relâchée) a été mesurée directement à l'aide d'un pont de capacité (Modèle 124A : General Radio Capacitance Bridge). Sa valeur est de l'ordre de $C \sim 9.683$ pF et correspond à une séparation de 0.0058 cm entre les armatures.

b) Le tube et la capacité de niveau :

L'interface liquide-cristal se trouve dans un tube réalisé en kapton (matière plastique aux propriétés mécaniques excellentes). Les raisons de notre choix sont les suivantes :

- Le kapton est un excellent isolant, ce qui évite le "court-circuit" du flux de chaleur qui traverse l'interface,
- Il est très peu élastique et ne subit presque aucune dilatation thermique à basse température. Ceci permet au tube de supporter des pressions de l'ordre de 40 bars.

En fait, le tube est fabriqué à partir de 23 tours de kapton d'épaisseur $13 \mu\text{m}$ enroulés autour d'un mandrin cylindrique en téflon de diamètre 10 mm. Un film de résine époxy (stycast 1266 (blanc)), d'épaisseur $\sim 7 \mu\text{m}$, a été étalé sur la feuille à chaque tour. Puisque la hauteur du cristal dans la cellule est déterminée par une méthode capacitive, il a été nécessaire d'enrouler une feuille d'aluminium (d'épaisseur $\sim 5 \mu\text{m}$), après avoir collé les cinq premiers tours de kapton. Cette feuille en aluminium est en fait une des armatures du condensateur cylindrique dans lequel pousse le cristal. La seconde armature est formée de l'enroulement d'une feuille d'aluminium

autour d'un cylindre plein (de diamètre 8 mm) en vespel (kapton graphité) qui est monté de façon coaxiale par rapport au tube.

Le condensateur cylindrique a une hauteur de 5 cm et une section transversale de 0.28 cm². La capacité d'un tel système est donnée par

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r h}{\log\left(\frac{r_2}{r_1}\right)},$$

où r_1 et r_2 sont les rayons respectivement intérieur et extérieur de la couronne, ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r celle de l'³He et h est la hauteur du tube. D'après l'équation de Clausius-Mossatti, on a

$$\frac{\epsilon_c - \epsilon_l}{\epsilon - 1} \approx \frac{\rho_c - \rho_l}{\rho} \approx 5 \cdot 10^{-2}$$

La variation relative de la capacité est :

$$\frac{\delta C}{C} = \frac{\epsilon_c - \epsilon_l}{\epsilon} \cdot \frac{\delta h}{h}$$

Pour $\frac{\delta C}{C} \sim 10^{-6}$, nous avons $\frac{\delta h}{h} \approx 3 \cdot 10^{-2}$ mm.

c) La cellule Pomeranchuk :

Le montage de la cellule Pomeranchuk est représenté à la figure 3.3. Le soufflet est en inox, de longueur 29 mm et de diamètre 5 mm. Il fonctionne en expansion et est activé de l'extérieur par ⁴He.

d) Thermomètres - Chauffages - Echange thermiques :

- Thermomètres

Quatre thermomètres ont été positionnés dans le vespel à une distance les uns des autres de 1 cm. Ces thermomètres sont des résistances de carbone (Matsushita 150 Ω) ; ils ont une longueur de 4 mm et un diamètre

de ~ 1.2 mm. Un autre thermomètre (Matsushita 150Ω) est collé avec de l'araldite sur la tête de la cellule.

- Chauffages

La cellule est munie de deux chauffages :

- Une résistance à couche métallique (50Ω) placée au fond du cylindre plein, en vespel. Elle constitue le chauffage 1 indiqué sur la figure 3.1.
- Le chauffage 2 qui est une jauge de contrainte ($\sim 600 \Omega$) et est collé sur la tête de la cellule.

- Echanges thermiques

Le fritté d'argent (poudre japonaise) améliore le contact thermique entre ^3He dans la cellule et la boîte à mélange. Le capillaire (CuNi de diamètre $0,1$ mm) de remplissage de ^3He est thermalisé sur la plaque froide et sur l'évaporateur. Le capillaire de ^4He est thermalisé dans la boîte à mélange grâce à une cellule en fritté d'argent. Ceci est particulièrement efficace à basse température (50 mK).

On a trouvé commode de remplir la cellule Pomeranchuk à ~ 300 mK afin de réduire les perturbations thermiques qui apparaissent à basse température.

I.2 - Electronique

Dans ce paragraphe, nous allons décrire l'électronique utilisée pour la mesure de capacité.

Le schéma du principe de mesure de la capacité à basse température est reporté sur la figure 3.4. :

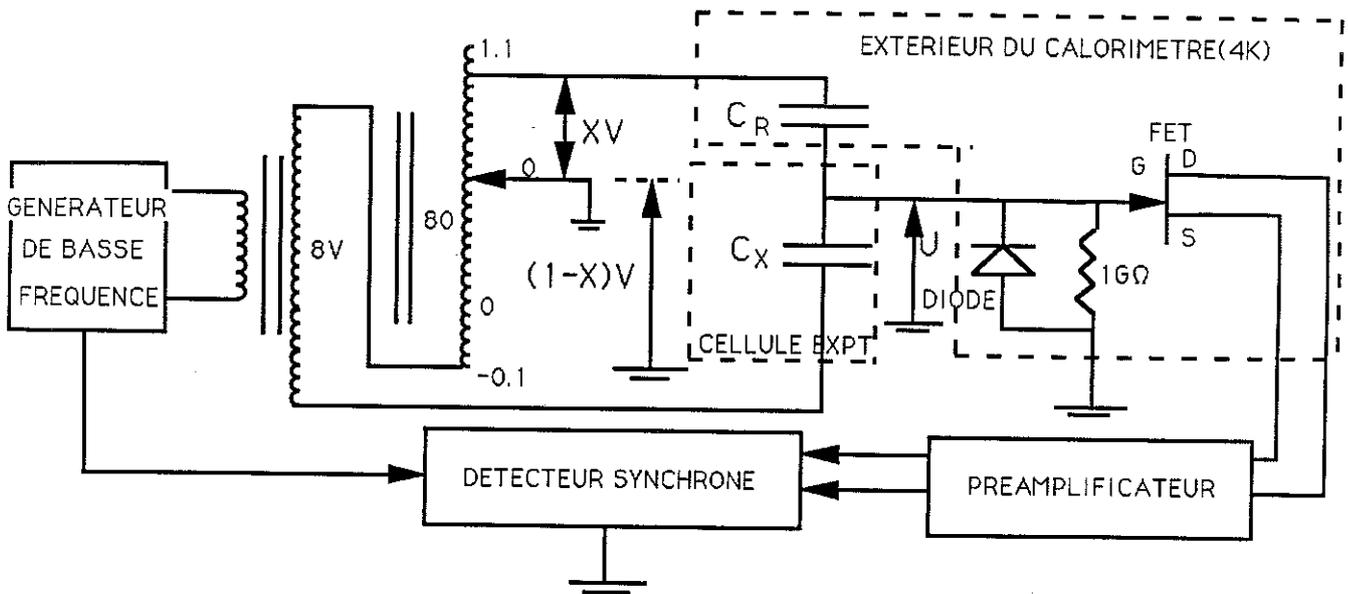


Figure 3.4 : Pont capacitif.

Un générateur de basse fréquence (~ 1 kHz) applique une tension de ~ 8 V sur une fraction d'enroulement du diviseur. Une tension 10 fois plus grande apparaît entre les bornes principales 0-1. Cette tension est répartie d'une manière contrôlée en ajustant la position du curseur qui est mis à la masse. La capacité de référence C_R et la capacité à mesurer C_X (jauge de pression) sont montées en série et reliées aux bornes 0 et 1 du diviseur. La tension de déséquilibre U , entre la masse et le point commun des deux capacités, est ramené à zéro en changeant manuellement χ , qui définit la répartition de la tension. En considérant ce schéma, on peut écrire que :

$$\chi V - U = \frac{i}{jC_R \omega}$$

$$-(1-\chi)V - U = \frac{-i}{jC_X \omega}$$

où i est le courant. Le pont est en équilibre quand $U = 0$ et, si cette condition est remplie, le rapport des capacités est : $\frac{C_X}{C_R} = \left(\frac{\chi}{1-\chi}\right)$.

Un des problèmes majeurs est celui des capacités parasites des câbles coaxiaux (30 pF/m est très supérieure à la capacité à mesurer). Il est donc évident que l'attention doit être portée sur :

- la distance entre la capacité à mesurer C_X et la capacité de référence C_R ,

- la longueur du câble juste avant l'amplification du signal, afin d'éviter une atténuation importante du signal.

Ces problèmes sont diminués par les précautions suivantes :

- Dans le cas de la jauge de pression, la capacité de référence C_R (~ 7 pF) se situe sur la plaque froide ($T = 0,4$ K) du cryostat; c'est un "sandwich" de saphir-cuivre qui a une bonne stabilité thermique. En ce qui concerne la capacité de niveau, la capacité de référence est à l'extérieur du cryostat, mais elle est trempée dans l'azote afin de réduire les dérives dues aux changements de température.
- Afin d'optimiser le rapport signal sur bruit, il est intéressant de préamplifier le signal de déséquilibre le plus près possible du système capacitif, ce qui nécessite de préamplifier à froid (dans le cas de la jauge de pression). Un transistor FET est donc placé juste à l'extérieur du calorimètre ($T \sim 4,2$ K). Pour maintenir le système à une température suffisamment haute qui assure son fonctionnement, le FET est monté dans un boîtier sous vide selon une technique élaborée en ref. 31. De plus, un dispositif composé d'une diode Zener et d'une résistance (1 G Ω) est placé entre le FET et le point commun des capacités. La résistance, qui se trouve entre la grille du transistor FET et la masse, écoule le courant d'entrée à la grille du FET. La diode est branchée en parallèle avec la résistance et elle joue un rôle de protection du FET contre les surtensions qui pourraient être appliquées.

1.3 - Etalonnage

1.3.1 - L'étalonnage de la jauge de pression

a) Moyens mis en oeuvre :

L'étalonnage de la jauge de pression a été effectué à l'ambiante, à la température de l'azote et à 1 K.

Pour l'étalonnage à l'ambiante, nous avons procédé comme suit :

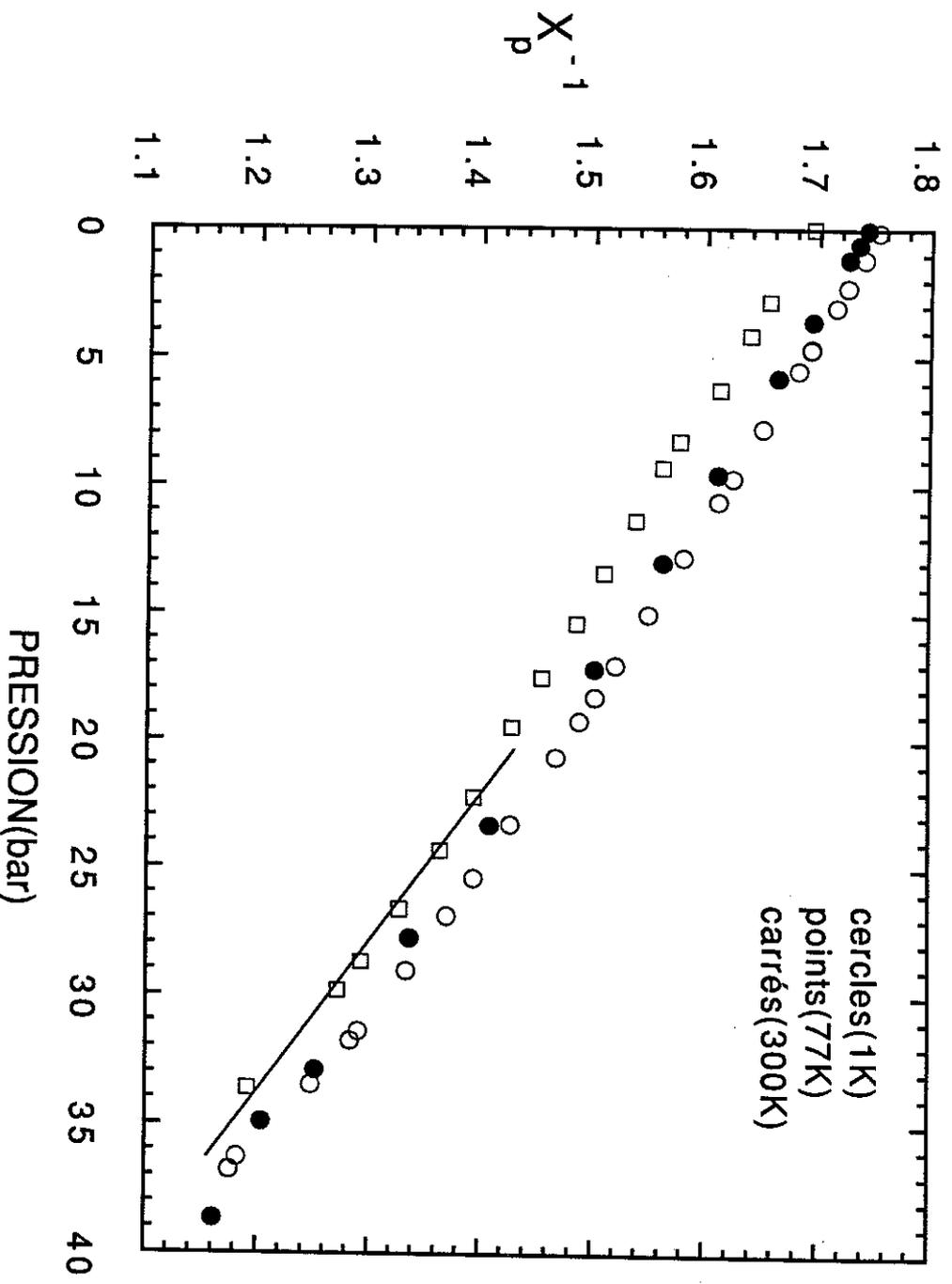


Figure 3.5.: Etalonnage de la jauge de pression à différentes températures. Dans toutes les gammes de température et à haute pression X_p^{-1} est directement proportionnel à la pression.

- (i) Nous avons utilisé un tube de Bourdon (Fused Quartz, Precision Pressure Gauge : Texas Instruments) de très haute précision, qui a un comportement linéaire en pression. Afin d'observer ce comportement, il était nécessaire d'étalonner le bourdon.
- ii) Connaissant la pression absolue indiquée par le bourdon, on a pu étalonner un capteur de pression commercial (V.N.U.-CAP (AOIP)), que nous avons installé sur le montage de l'expérience.
- iii) La pression dans la jauge est traduite par la capacité entre les deux armatures de la jauge. Cette capacité, qui est donnée par la valeur χ_p du diviseur inductif pour laquelle le pont capacitif est en équilibre, a été étalonnée par rapport au capteur de pression commercial.

b) Sensibilité :

On a porté sur la figure 3.5 l'inverse de χ_p en fonction de la pression pour des étalonnages effectués à plusieurs températures. A des pressions supérieures à 20 bars, il existe une relation linéaire entre la pression mesurée et l'inverse de χ_p . Une variation de χ_p de l'ordre de 10^{-5} correspond à une variation en pression de l'ordre de 1 mbar. Ceci est vrai dans toutes les gammes de température et à haute pression.

Par contre, entre l'étalonnage à l'ambiante et à l'azote, il y a un décalage de 10 % sur la pression. Entre la température d'azote et 1 kelvin, le décalage en pression est inférieur à 1 %.

A basse température ($T \lesssim 320$ mK), de la jauge de pression est sensible à moins de 0,1 mbar.

1.3.2 - L'étalonnage de la capacité de niveau

a) Procédure de l'étalonnage :

La méthode consiste à suivre l'évolution en température d'un des thermomètres (résistance en carbone) de la cellule expérimentale lors de la croissance cristalline. La température indiquée par ce thermomètre se

stabilise quand le cristal couvre ce thermomètre. Les positions des thermomètres dans la cellule expérimentale sont bien connues. C'est ainsi qu'on repère la hauteur du cristal et χ , la valeur lue sur le diviseur inductif.

Notons que, à cause de la nature de l' ^3He (voir ch. I) et de la configuration expérimentale, une calibration ne peut être possible qu'à une température inférieure à celle du minimum de la courbe de fusion. Nous devons donc faire pousser le cristal à pression constante et en utilisant la cellule Pomeranchuk. Plus la température est basse, plus la chaleur latente absorbée est grande. En conséquence, la vitesse de croissance est limitée à environ 4 mm/hr par le taux auquel la chaleur latente absorbée peut être compensée à l'aide d'un chauffage.

b) Sensibilité

Pour des pressions autour de 30 bars, l'étalonnage montre que la variation des χ (la valeur du diviseur inductif) est 10^{-6} pour $\sim 0,015$ mm de solide.

En fait, le tube subit de faibles déformations à des pressions voisines de 29 à 35 bars. Par conséquent, la capacité de niveau est sensible à la pression. Nous avons donc essayé d'effectuer un étalonnage qui en tienne compte. Mais cet étalonnage n'était pas reproductible. Il est regrettable que nous n'ayons pas une mesure absolue du niveau (par la capacité) en permanence dans l'expérience. Néanmoins, cette capacité de niveau est très utile pour mesurer la fusion dans les expériences de Kapitza où la pression est relativement constante, et dans les expériences sur la mobilité.

1.4 - Thermométrie

1.4.1 - Les impératifs

Une des conditions cruciales nécessaire à l'expérience est le contrôle de la température (mieux de 10^{-5} K près) de l'interface du côté cristal. Il faut donc que le thermomètre recherché

- soit sensible ($\frac{dR}{dT}$ grand),

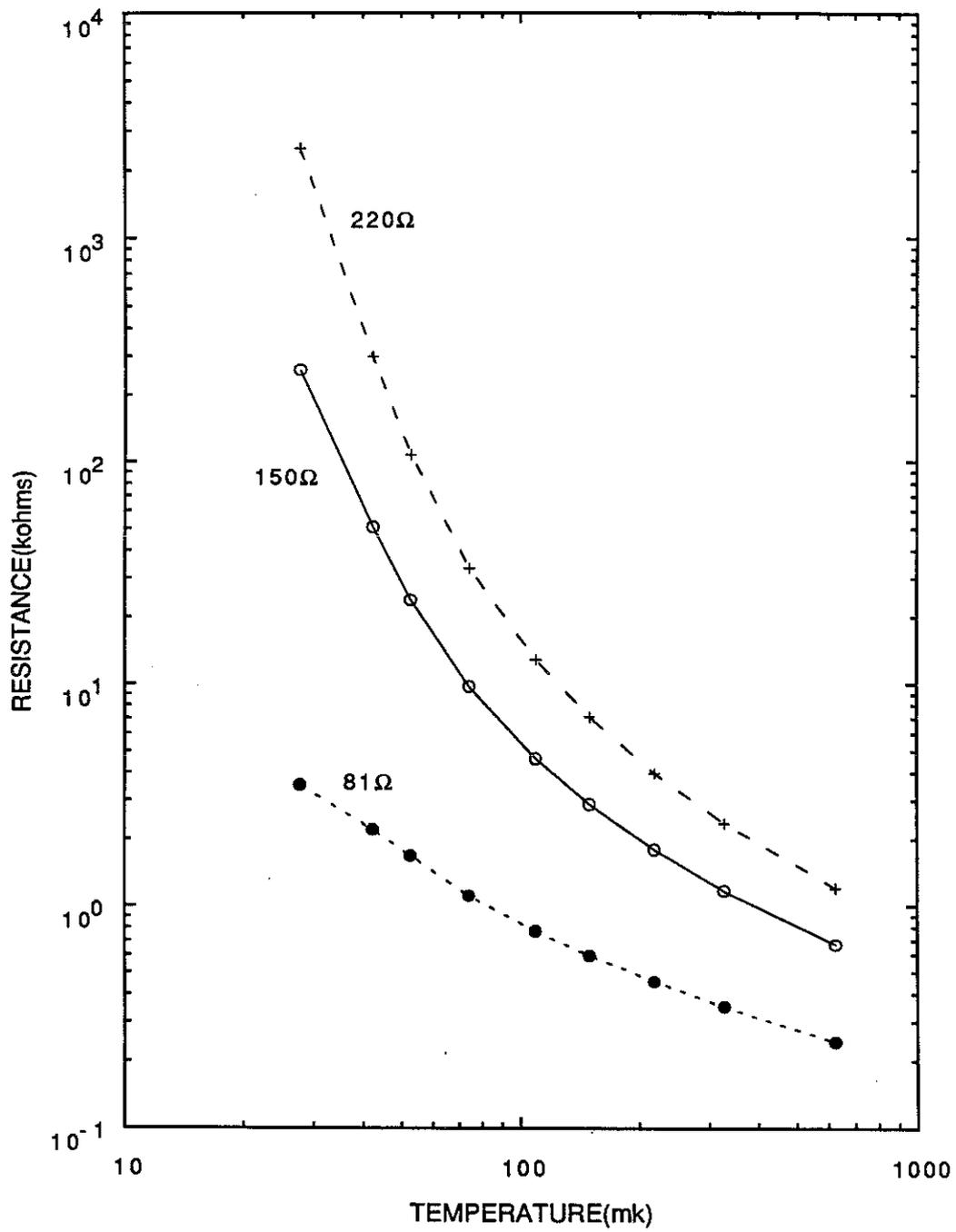


Figure 3.6.: Etalonnage des Résistances en Carbone(Matsushita)

- ne sature pas à basse température (autrement dit, que la résistance ne soit pas supérieure à des mégohms),
- ait une géométrie convenable.

Dans notre recherche du thermomètre "idéal", plusieurs types de résistance ont été étalonnées (par exemple, des résistances à l'oxyde de ruthénium). Notre choix s'est réduit à celui des Matsushita (voir figure 3.6) et en particulier aux Matsushita 150 Ω . Ces résistances se sont révélées être très reproductibles (pendant ces trois ans) avec un décalage de 2-3 Ω à 300 mK par rapport à la première année d'utilisation.

1.4.2 - Etalonnage

La boîte à mélange est munie de trois thermomètres de résistance en carbone (1 Speer 150 Ω et 2 Matsushita de 84 Ω et 92 Ω). Ces thermomètres ont été étalonnés grâce à un thermomètre à susceptibilité magnétique (sel paramagnétique de cérium-magnésium-nitrate), dont la susceptibilité suit une loi de Curie de 4 K jusqu'à quelques millikelvin (~ 5 mK). L'étalonnage de ce thermomètre a été réalisé entre 4,2 K et 1,2 K, en utilisant la pression de vapeur saturante de l'hélium 4. La variation de la pression a été obtenue en pompant sur le bain d' ^4He et a été lue à l'aide d'un capteur de pressions capacitif Baracel (gamme 100 torrs) (Datametrics).

Tous les autres thermomètres ont été étalonnés dans la boîte à mélange, en fonction des trois thermomètres permanents de la boîte à mélange. Notons que la variation de température dans la boîte à mélange a été obtenue en chauffant le tuyau d'injection du mélange, à l'aide d'une résistance.

II - DEROULEMENT D'UNE EXPERIENCE DE KAPITZA

II.1 - Obtention du cristal

Rappelons tout d'abord les aspects particuliers de la courbe de fusion de l' ^3He lorsque *la température est inférieure à celle du minimum* de la courbe de fusion.

- L'échantillon liquide-cristal est "isolé" du réservoir de ^3He qui se trouve à l'ambiante. Ceci est dû au fait que le capillaire de remplissage de ^3He , en sortant de la cellule, passe par un point ayant une température correspondant à celle du minimum de la courbe de fusion. Un bouchon de solide (qui peut être de longueur ~ 30 cm dans un capillaire de diamètre $\sim 0,1$ mm) se forme dans le capillaire.
- Le cristal se trouve toujours au point chaud dans la cellule expérimentale et est donc refroidi via le liquide qui est en contact avec la source froide.
- Pour augmenter le rapport solide/liquide, il faut :
 - . soit chauffer le mélange liquide-solide à volume total constant. Une partie de cette chaleur (égale à $(S_L - S_C)T\Delta n$, où S_L et S_C sont les entropies par mole du liquide et du solide, Δn le nombre de moles du liquide qui est transformé en solide) augmente le volume du solide. Le reste de la chaleur produit une élévation de la température du système. Sur le plan expérimental, ceci n'est pas toujours souhaitable. L'idéal dans l'expérience est d'avoir un maximum de solide à toutes températures.
 - . soit diminuer le volume total de la cellule expérimentale à l'aide de la cellule Pomeranchuk. Puisque le volume molaire du liquide est supérieur à celui du solide, la diminution du volume total doit être accompagné par une augmentation de la quantité du solide. Cette technique a plusieurs avantages. La température de l'interface est abaissée lors de la croissance adiabatique car la chaleur latente est négative. La croissance peut être isotherme à condition que l'on fournisse au système de la chaleur venue de l'extérieur.

Contrairement au cas de l'hélium 4, la croissance d'un cristal de ^3He pose de subtils problèmes qui sont liés :

- à la quantité de ^3He dont on dispose,
- à la qualité et la quantité du cristal que l'on veut étudier,
- au fonctionnement de la cellule Pomeranchuk.

Nous allons résumer les méthodes que nous avons utilisées :

- **Méthode (a) : Fabrication du cristal à $T > 320$ mK**

La cellule est à une température d'environ 0,65 K. Elle est remplie de ^3He liquide jusqu'à une pression de ~ 33 bars (point A sur la figure 3.7). Au cours du refroidissement de la cellule, la nucléation du germe a lieu au point le plus froid qui soit, c'est-à-dire sans doute au contact avec le fritté d'argent. Le cristal continue à pousser à ce point froid. Puis, quand la température devient inférieure à celle du minimum (320 mK), le cristal migre au point chaud de la cellule. Ceci est clairement observé sur la capacité de niveau. En utilisant la courbe de Greywall *et al.* [12] (donnée en figure 3.8), le rapport du liquide/cristal peut être relativement bien déterminé.

Méthode (b) : Fabrication du cristal au point minimum de la courbe de fusion

Au minimum de la courbe de fusion, l'endroit de la nucléation du germe n'est pas privilégié par la température. Du point de vue expérimental, le minimum est facilement repérable, mais il est difficile de s'y maintenir *sans* une régulation de la température. En conséquence, ni la quantité du liquide (solide), ni l'endroit où naît le germe ne sont obtenus d'une manière cohérente. Or, pour le cas d'expériences sur la mobilité isotherme au minimum de la courbe de fusion, on a surmonté les problèmes cités ci-dessus en régulant la tête de la cellule. De plus, à l'aide de la cellule Pomeranchuk, une croissance rapide (la chaleur latente étant nulle) et reproductible est acquise.

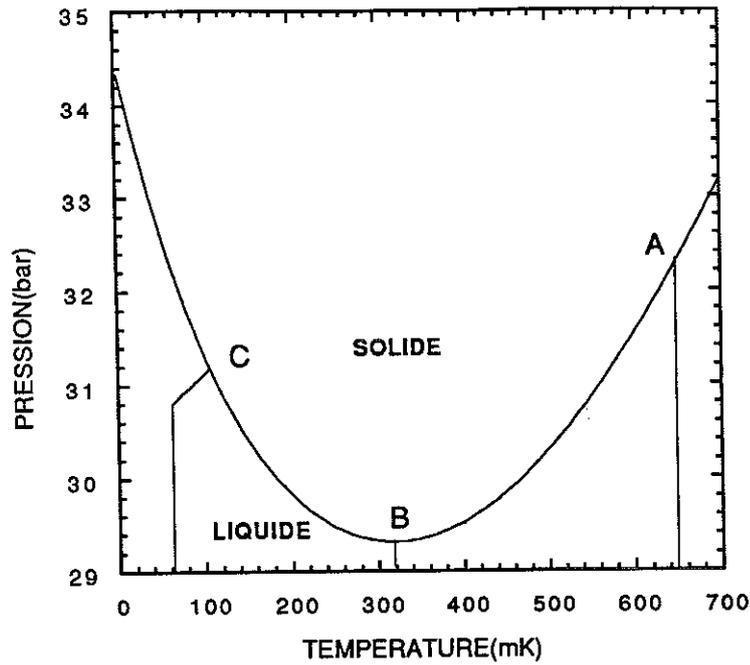


Figure 3.7.: Les différentes points de croissance du cristal.

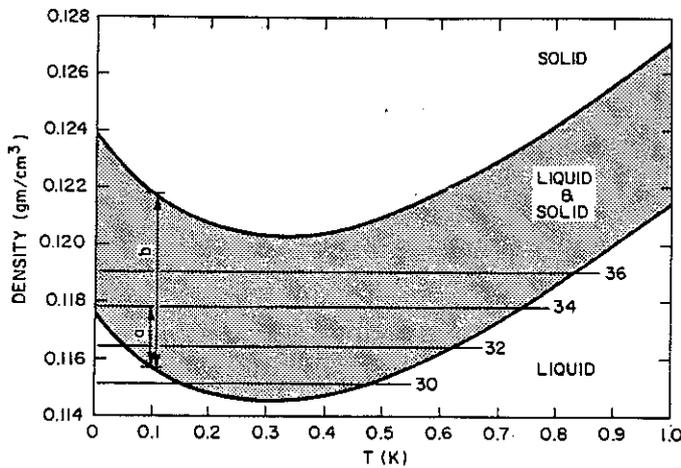


Figure 3.8.: La figure montre les densités du liquide et du solide sur la courbe de fusion. Cette courbe permet de déterminer la quantité de solide dans la cellule en fonction de la température et de la pression initiale. Par exemple, le rapport a/b donne la fraction de ^3He qui est dans sa phase solide à 100mK lorsque la cellule a été rempli à une pression de 34 bars à une température de l'ordre de 0,75K.

Méthode (c) : Fabrication du cristal à basse température ($T < 0.3$ K)

Lors du remplissage de la cellule à basse température, la pression maximum du liquide est limitée à celle du minimum (~ 29 bars) à cause de la formation d'un bouchon de solide dans le capillaire de remplissage. On favorise la nucléation d'un germe en chauffant localement l'intérieur de la cellule et en augmentant la pression à l'aide de la cellule Pomeranchuk.

La quantité du cristal que l'on fait pousser avec cette méthode reste toujours limitée pour des températures de l'ordre de 40 mK. Par exemple, on obtient à peu près 2 cm de cristal à cette température avec la cellule Pomeranchuk remplie jusqu'à 25 bars d' ^4He superfluide. C'est pour cette raison que la méthode (a), associée à l'utilisation à basse température de la cellule Pomeranchuk, se révèle intéressante.

II.2 - La qualité du cristal

Comme nous l'avons vu dans le calcul des ordres de grandeur attendus (voir chapitre II), la conductivité thermique du cristal doit être bonne (de l'ordre de $K \sim 10 T^3 \text{ W/cmK}$) afin de minimiser la marge d'erreur due à l'impédance thermique du cristal. Il a donc fallu déterminer laquelle des méthodes employées produisait la meilleure qualité de cristal. Nous avons pu constater d'une manière générale que, quelle que soit la méthode utilisée pour fabriquer un cristal, la qualité cristalline s'améliorait après avoir recuit le cristal pendant une durée d'environ 20 heures. On obtient en effet une meilleure régulation de la température dans le cristal et une diminution importante du bruit sur la pression à l'interface. Le cristal, fabriqué au point minimum de la courbe de fusion, ou à des températures inférieures à 320 mK et à de basses vitesses (voir plus loin), est sans doute d'une meilleure qualité (bien entendu, avant qu'il ne soit recuit) que le cristal obtenu à une température au-dessus de 320 mK.

Or, le cristal obtenu par la méthode (a) a été systématiquement fondu (mais seulement partiellement) en abaissant la température. Puis, on l'a fait croître à une vitesse (~ 4 mm/h) grâce à la cellule Pomeranchuk. Cette démarche a permis :

- i) d'avoir un cristal de qualité relativement bonne : la conductivité thermique se situe entre $K \sim 6 T^3$ et $10 T^3$ W/cmK,
- ii) d'éviter la présence de cristaux à d'autres endroits dans la cellule expérimentale (par exemple dans la jauge de pression),
- iii) de repérer la position de l'interface, lors de la croissance du cristal à basse vitesse, très précisément par rapport aux thermomètres.

Les ordres de grandeur des vitesses de fusion et de cristallisation isotherme pour $T < 300$ mK

La chaleur latente libérée (absorbée) lors d'une fusion (cristallisation) à des températures inférieures à 300 mK peut atteindre des ordres de quelques joules/mole. La puissance générée (absorbée) à l'interface dépend, d'une part, de la vitesse à laquelle la fusion (cristallisation) s'effectue et, d'autre part, du taux auquel cette puissance est évacuée (fournie) via les deux phases.

a) Fusion :

Pour situer les ordres de grandeur, considérons le cas de la fusion. La condition pour que la chaleur soit conservée à un point donné sur l'interface s'écrit [37] :

$$Lv = [D_c C_c (\nabla T)_c - D_l C_l (\nabla T)_l]$$

- où
- L : la chaleur latente
 - v : la vitesse de l'interface
 - D_i : le coefficient de diffusion $i = l$ ou c
 - C_i : la chaleur spécifique
 - $(\nabla T)_i$: le gradient thermique

Puisque la chaleur latente est libérée dans le liquide (le cas de ^3He) et puisque c'est le liquide qui est lié à la source froide, l'équation ci-dessus peut être simplifiée comme suit :

$$Lv = [D_l C_l (\nabla T)_l] .$$

A $T = 100$ mK, $\Delta S \approx R(0,3393)$, $D_{\ell} \sim 2.10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$, $C_{\ell} \sim 0,2594 \text{ J/molK}$ et $(\nabla T)_{\ell} \approx 3.10^{-2} \text{ K/cm}$ (typique), nous avons

$$\underline{v \approx 0.02 \text{ mm/h} .}$$

De ce fait, il est expérimentalement difficile de faire fondre le cristal à une température à peu près constante.

b) Croissance :

Considérons le cas où on fait pousser un cristal en diminuant le volume total de la cellule à l'aide de la cellule Pomeranchuk. Soit \dot{Q} le flux d'énergie qu'il faut fournir à l'interface pour que la croissance reste isotherme :

$$\dot{Q} = \frac{T\Delta S v}{V_m}$$

où V_m est le volume molaire. A $T = 100$ mK et pour $\dot{Q} = 10^{-6} \text{ W}$, la vitesse de croissance v est de l'ordre de $\sim 4 \text{ mm/heure}$. Expérimentalement, ce sont typiquement les vitesses auxquelles on fait pousser le cristal.

II.3 - Technique de mesure

La technique consiste à mesurer une variation en pression pour une variation en flux de chaleur J_Q à travers l'interface. La température de l'interface du côté cristal doit être contrôlée à mieux que $10 \mu\text{K}$ près. Autrement dit, c'est une mesure différentielle dont les étapes sont décrites ci-dessous.

Tout d'abord, il faut se placer dans une configuration comme celle qui est dessinée sur la figure 3.9, c'est-à-dire :

- le niveau du cristal doit être le plus haut possible pour maximiser le flux de chaleur traversant l'interface,
- la position de l'interface doit être à mieux que $0,5 \text{ mm}$ du thermomètre.

L'interface du côté cristal est régulée en température avec le chauffage 1 et le thermomètre T_1 . Les gradients thermiques d'équilibre indiqués par la

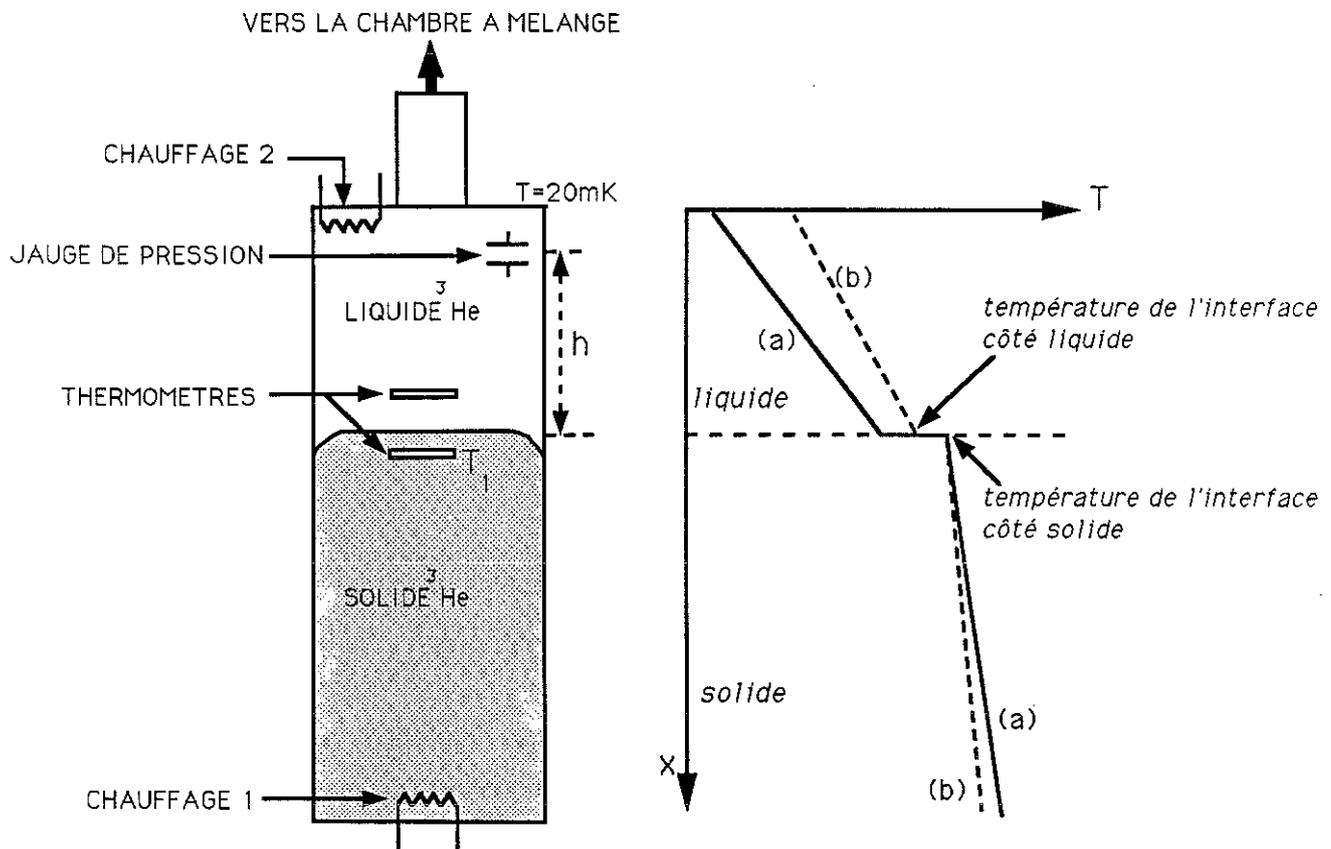


Figure 3.9.: Une configuration typique de notre expérience. La distance entre le thermomètre T_1 et l'interface est inférieure à 0.5 mm. La température de l'interface côté cristal est réglée à 3mK près à l'aide du thermomètre T_1 et du chauffage 1. A droite, on représente le gradient thermique dans le système. La discontinuité de la température à l'interface en présence d'un flux de chaleur est due à la résistance de surface entre les phases liquide et cristalline. Le trait (a) indique le gradient thermique initial dans le système. Lorsqu'on chauffe le liquide, grâce au chauffage 2, le gradient thermique se modifie, comme indiqué par le trait (b). La température de l'interface côté liquide est augmentée. C'est cette variation de la différence de température à l'interface qui aboutit à une variation de pression dans le liquide.

stabilisation de la pression et la puissance de régulation sont représentés sur la figure 3.9 par un trait continu. La puissance qui traverse l'interface est celle qui est dissipée par le chauffage 1, moins les pertes bien entendu. Nous montrons que les pertes sont faibles.

En ce qui concerne la pression, précisons que :

- quel que soit le gradient thermique dans le liquide, la pression est fixée par l'interface,
- la colonne de liquide entre la jauge de pression et l'interface exerce sur cette dernière une pression hydrostatique, P_h . La pression mesurée par la jauge est donc :

$$P_{\text{mesurée}} = P_{\text{interface}} - P_{\text{hydrostatique}}$$

$$\text{où } P_h = \rho g h = 0,1124 \text{ mbar/cm .}$$

Une variation de la puissance à travers l'interface est obtenue en chauffant le liquide (avec le chauffage 2). Le gradient thermique dans le liquide s'affaiblit et la température de l'interface du côté liquide augmente, comme le montre la courbe (b) en traits pointillés. Simultanément, la puissance dissipée dans le chauffage 1 diminue (et donc la puissance qui traverse l'interface) pour maintenir la température, T_c , de l'interface côté cristal constante.

L'existence de la résistance de Kapitza (R_K) à l'interface et la variation de la puissance provoquent une variation de la pression.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

I - PRESENTATION DES RESULTATS

Sur la figure 4.1, nous montrons l'enregistrement d'une expérience faite à une température de fusion égale à 120 mK. Le temps sur l'abscisse donne la durée typique d'une expérience. La position de l'interface a été préalablement déterminée par rapport à un thermomètre. Dans la région I, la température de l'interface est régulée du côté cristal T_c^i à environ 3 μ K près. La trace (a) mesure la tension aux bornes de la résistance de chauffage du cristal ; elle est reliée au flux de chaleur J_Q qui traverse l'interface. Ce flux de chaleur est fixé par la température de l'interface du côté liquide T_l^i . La trace (c) enregistre la température de l'interface côté cristal. Le thermomètre est situé dans ce cas à une distance inférieure à 0,3 mm de l'interface. La trace (b) indique la pression du liquide, mesurée par la jauge de pression. Le niveau du cristal dans la cellule est donné par la trace (d).

La région II sur la figure 4.1 illustre l'effet d'une variation de J_Q à travers l'interface. Cette variation est obtenue en chauffant progressivement l'interface du côté liquide grâce au chauffage 2 (voir figure 3.1), tout en gardant constante la température du cristal. L'écart en température de chaque côté de l'interface diminue. A cause de la diminution du flux de chaleur du cristal au liquide, la pression baisse et cela d'autant plus que R_K est grand.

La résistance de Kapitza est déterminée à partir des positions d'équilibre, c'est-à-dire, lorsque le flux de chaleur et la pression cessent d'évoluer. Les variations de pression et du flux de chaleur sont alors mesurées par rapport aux positions initiales d'équilibre.

Nous avons testé la réversibilité et la reproductibilité de cet effet à maintes reprises. Si nous coupons le chauffage 2, la pression et le flux de chaleur retrouvent leurs valeurs initiales.

Nous avons aussi vérifié que la variation de pression est bien proportionnelle à la variation de flux de chaleur comme en témoigne la figure 4.2. Ce test de linéarité est assez rassurant car il montre que la résistance de Kapitza est bien indépendante du flux de chaleur qui traverse l'interface. Ce test montre aussi que la surface traversée par le flux reste constante, donc que la forme du ménisque ne change pas avec le flux. Le flux de chaleur est toujours suffisamment intense pour rendre l'interface complètement plate.

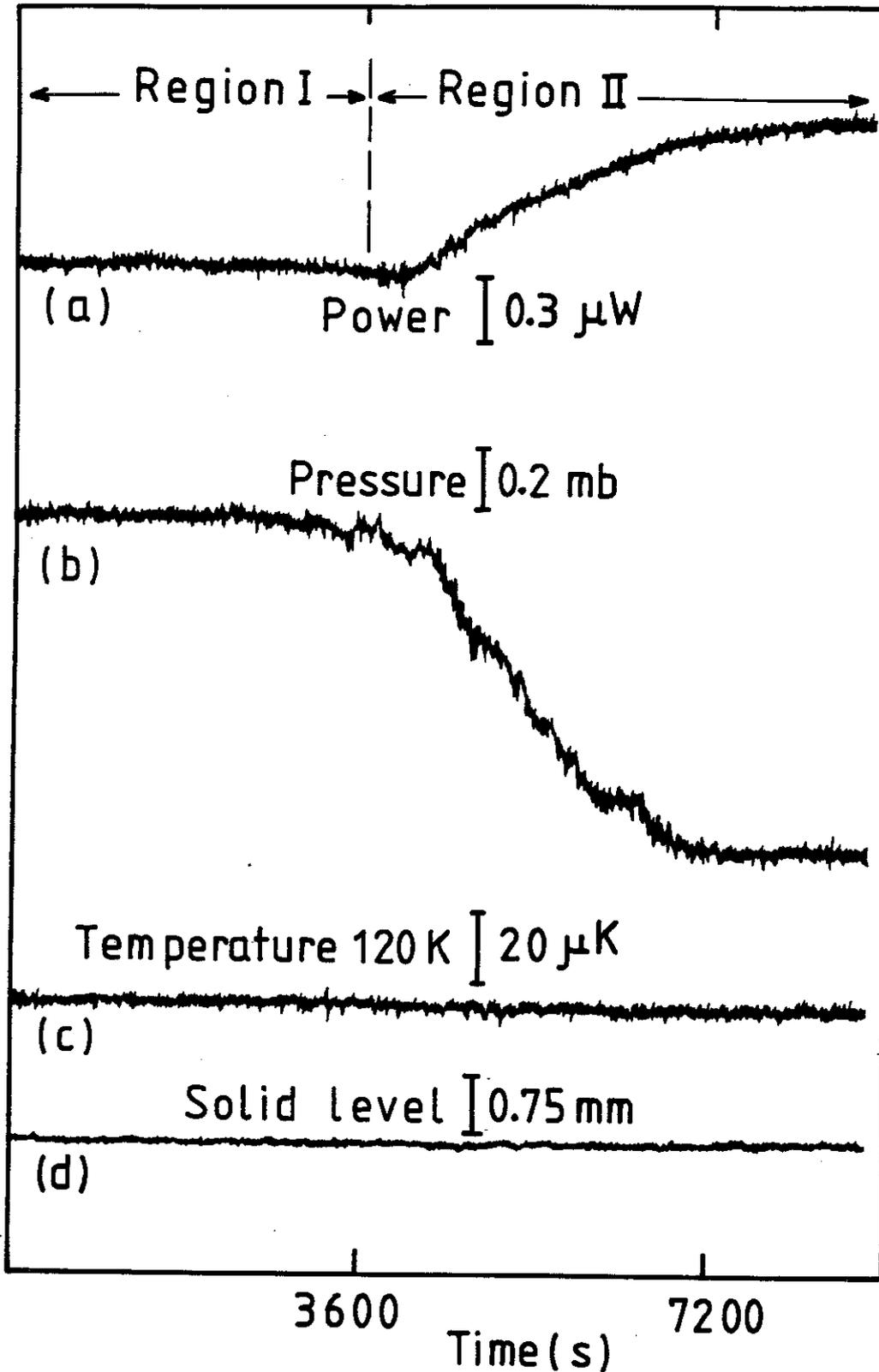


Figure 4.1.: Enregistrement typique d'une expérience faite à 120 mK

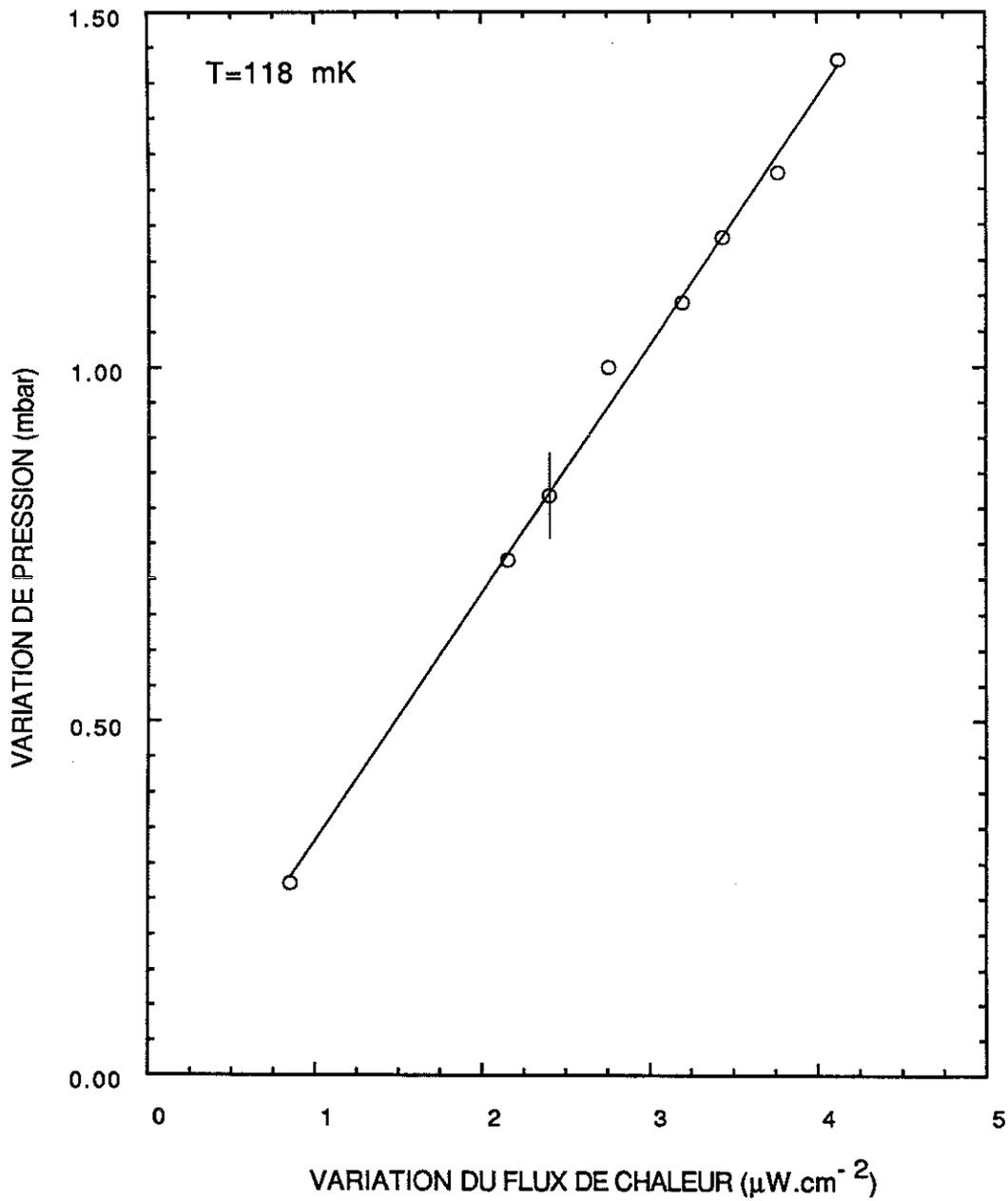


Figure 4.2.: Test de linéarité: les variations en pression sont proportionnelles aux variations du flux de chaleur à travers l'interface.

La figure 4.3 montre R_K en fonction de T dans une échelle logarithmique. Nous montrons de façon claire que la résistance de Kapitza entre des phases liquide et cristalline de ^3He se comporte selon une loi en T^3 dans la gamme de températures comprises entre 40 mK et 250 mK.

Sur la figure 4.4, nous avons porté le produit $R_K T^3$ (en $\text{cm}^2\text{K}^4\text{W}^{-1}$) en fonction de la température.

En faisant une moyenne sur tous les points, nous avons :

$$R_K T^3 = 0,033 \pm 0,005 \text{ cm}^2\text{K}^4\text{W}^{-1}$$

- La faible valeur de $R_K T^3$ est la preuve d'un bon couplage thermique entre les phases liquide et cristalline de ^3He .
- Les mesures ont été effectuées sur différents cristaux. Tous les cristaux peuvent pousser dans des directions très différentes puisque nous n'avons pas les moyens de contrôler l'orientation lors de la croissance. Dans toutes les expériences, nous n'avons pas décelé d'anisotropie de R_K .
- Le comportement de R_K en T^3 est en accord avec la prédiction de Bekarevich et Khalatnikov [2].
- La valeur de R_K à 0,3 K, obtenue à partir d'une extrapolation de nos résultats, est en bon accord avec la mesure expérimentale de R_K au minimum de la courbe de fusion par Graner *et al.* [4].

Le signal de pression

L'erreur dans la mesure est principalement due au bruit sur le signal de la pression. Le bruit se situe entre 0,06 mbar et 0,1 mbar. L'origine de ce bruit, à première vue, a été attribuée aux seules fluctuations thermiques près de l'interface. Ces fluctuations thermiques dépendent de la précision avec laquelle on contrôle la température de l'interface et donc sur la qualité cristalline et la proximité de l'interface au thermomètre de régulation. On a pu estimer un ordre de grandeur de la fluctuation thermique à partir du bruit et de la pente de la courbe de fusion. Ensuite, pour une variation en température dT

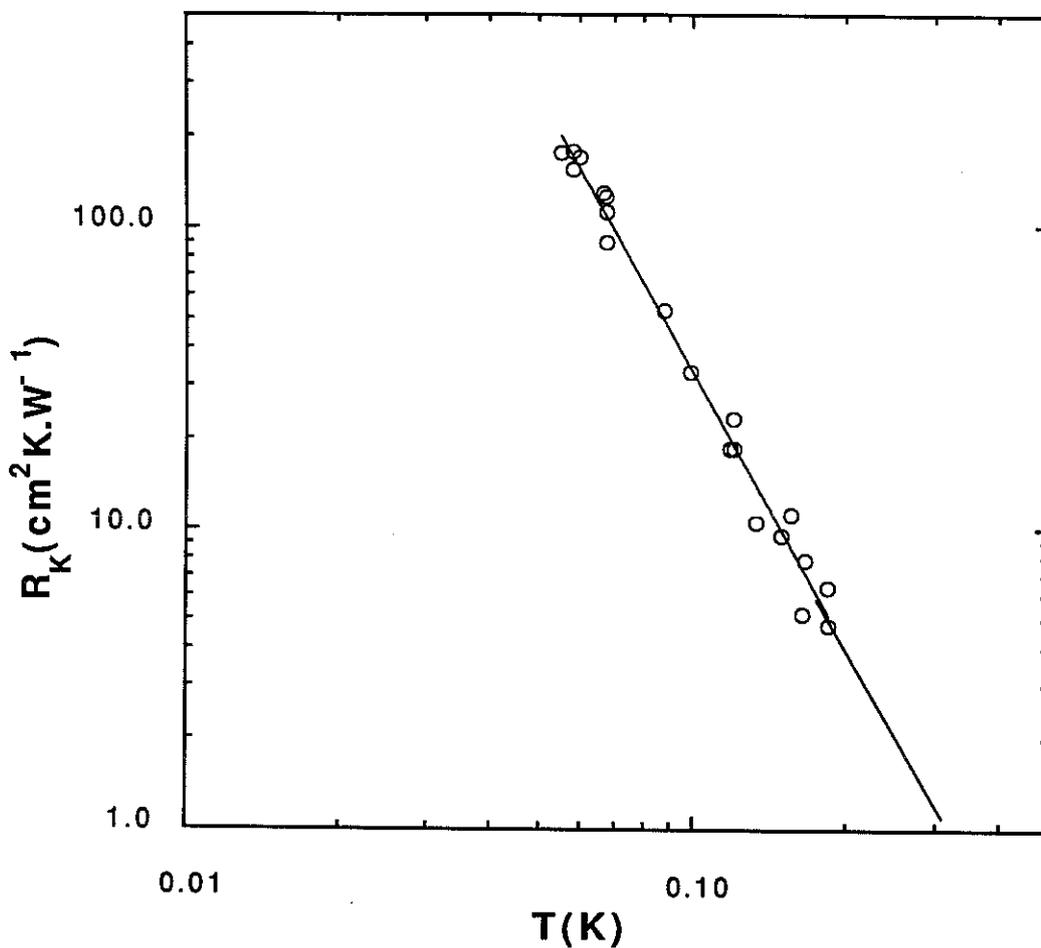


Figure 4.3.: La résistance de Kapitza R_K est représentée en fonction de la température à l'échelle logarithmique. Le fit linéaire montre que R_K suit une loi en T^3 . En extrapolant nos résultats on trouve que R_K est de l'ordre de $1 \text{cm}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ près du minimum de la courbe de fusion.

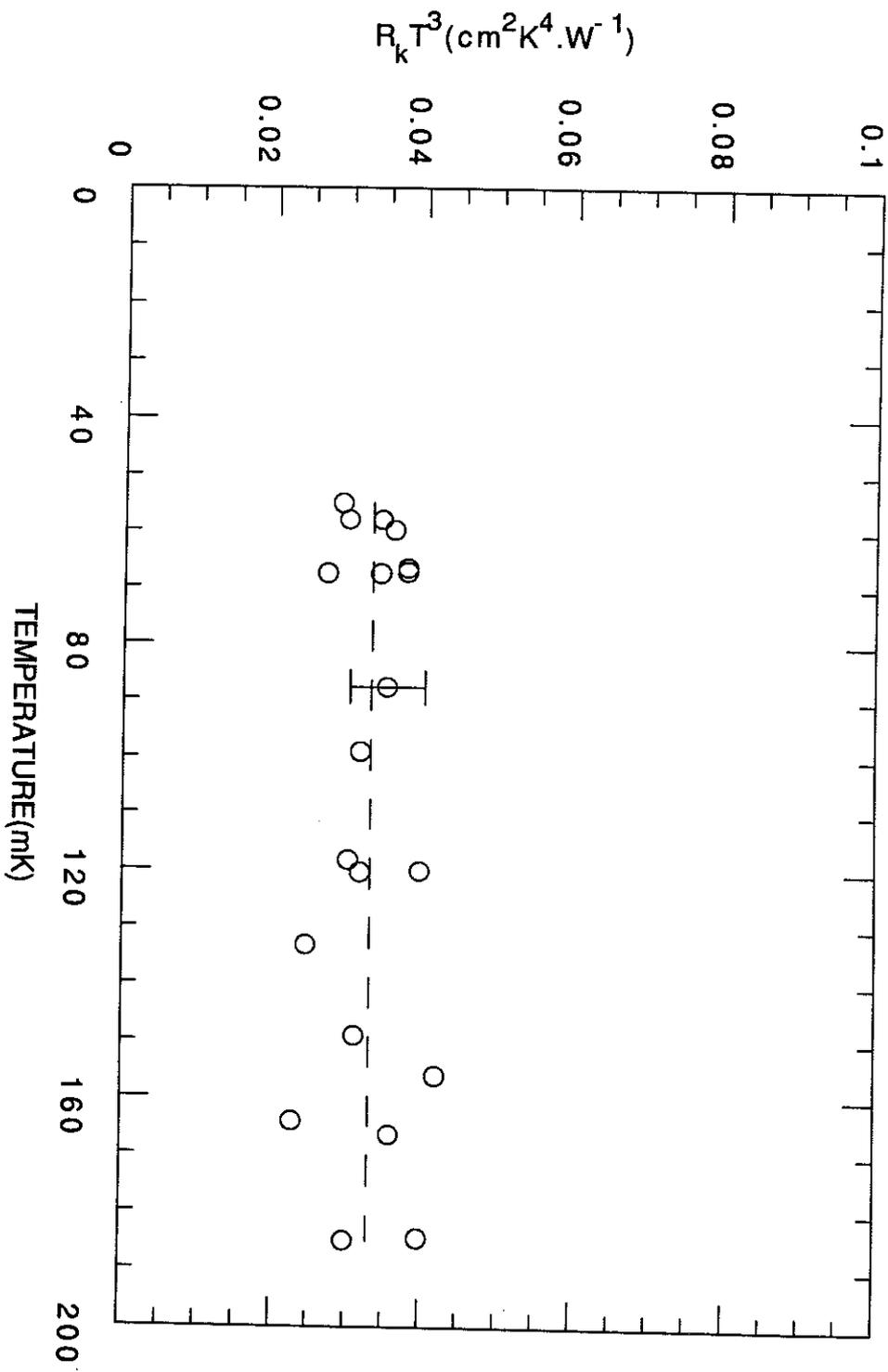


Figure 4.4.: $R_k T^3 (\text{cm}^2 \text{K}^4 \cdot \text{W}^{-1})$ en fonction de $T(\text{mK})$

imposée, on a mesuré la variation de pression correspondante. Cette démarche a permis de mettre en évidence que le bruit sur la pression n'est pas seulement dû à des fluctuations thermiques. D'autres sources de perturbations, comme par exemple la présence d'un flux de chaleur à travers l'interface, la fusion et/ou la cristallisation à la surface, ou peut-être l'état même de l'interface (rugueuse ?) semblent jouer un rôle dans la stabilité de la pression.

Par comparaison, on note que le bruit sur la pression est nettement réduit ($\sim 0,02$ mbar) au minimum de la courbe de fusion à $T = 0,32$ K et en l'absence d'un flux de chaleur à travers l'interface.

La conductivité thermique du cristal près de l'interface

Nous avons vu, au chapitre II, que la résistance de surface R_K est à peu près du même ordre de grandeur que l'impédance thermique de 3 mm de cristal.

En présence d'un flux de chaleur \dot{Q} , la variation de pression mesurée est en fait une variation effective et a deux contributions :

$$\delta p_{\text{eff}} = \delta p_K + \delta p_c \quad (4.1)$$

- où
- $\delta p_K = \dot{Q} R_K \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*}$ est la variation de pression due à la résistance de Kapitza.
 - $\delta p_c = \dot{Q} Z_c \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*}$ est la variation de pression due à l'impédance thermique Z_c du solide où $Z_c = \frac{d}{\kappa_c}$; d est la distance entre le thermomètre de régulation et l'interface, et κ_c la conductivité thermique de l'épaisseur d du cristal (voir figure 2.1).

Les variations δp_K et δp_c représentent une baisse de la pression puisque la pente de la courbe de fusion $\left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*}$ est négative.

On associe à δp_{eff} une résistance effective $R_{\text{eff}} (= (\delta p_{\text{eff}} / \dot{Q}) \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*})$ et on a de l'équation (4.1) :

$$R_{\text{eff}} T^3 = \left[R_K T^3 + \frac{dT^3}{\kappa_c} \right]$$

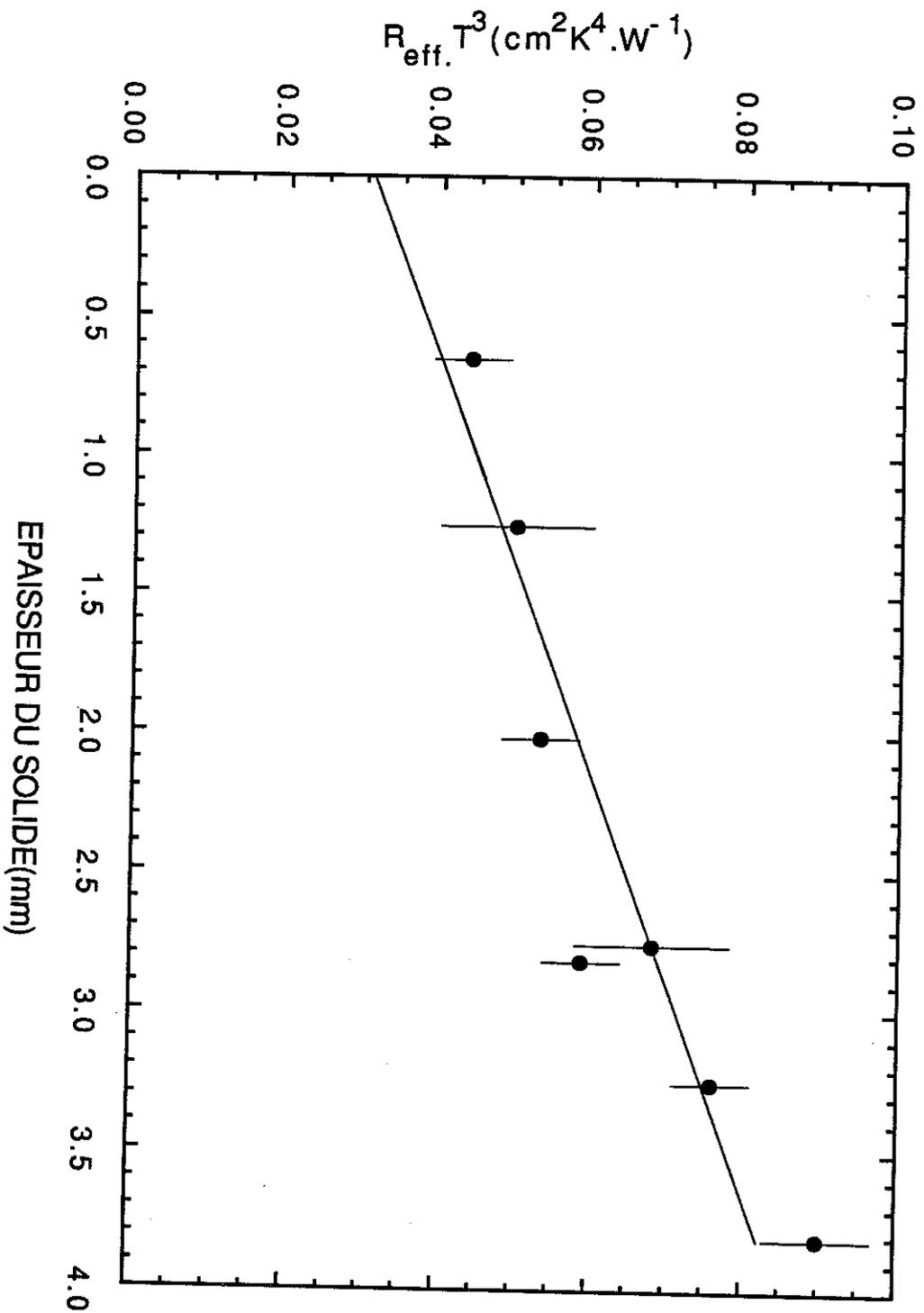


Figure 4.5.: Mesure de $R_{\text{eff}}T^3$ ($\text{cm}^2\text{K}^4 \cdot \text{W}^{-1}$) à une température de 118mK pour différentes épaisseurs d du solide. La courbe, extrapolée à l'origine, donne une valeur de $RKT^3 = 0.031 \pm 0.01$ ($\text{cm}^2\text{K}^4 \cdot \text{W}^{-1}$). La pente de cette courbe représente une conductivité thermique $\approx 7T^3$ ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$) du épaisseur d du solide.

Puisque R_K et κ_c^{-1} varient comme T^{-3} , une évaluation de $\delta\rho_K$ nécessite que d et κ_c soient connus. La conductivité thermique du cristal près de l'interface (~ 2 mm) ne peut pas être mesurée directement. Par contre, comme d est contrôlé expérimentalement, pour chaque température on a répété l'expérience en diminuant progressivement l'épaisseur d de cristal. La position du cristal, mesurée par la capacité de niveau, est connue avec une précision de $\sim 0,03$ mm à une pression donnée.

L'ajustement isotherme du niveau du cristal nécessite l'utilisation de la cellule Pomeranchuk. Une fusion/croissance isotherme n'est pas facile à réaliser compte tenu des vitesses critiques de croissance/fusion mises en jeu ($\sim 0,02$ mm/hr).

On représente, sur la figure 4.5, $R_{\text{eff}}T^3$ en fonction de d , à une température de l'interface sensiblement constante.

La courbe extrapolée linéairement à l'origine donne directement le coefficient de la résistance de Kapitza. Compte tenu de la marge d'erreur sur la pente de la courbe, on déduit que $R_K T^3$ à l'interface ($d = 0$) liquide-solide est $0,035 \pm 0,01 \frac{\text{cm}^2 \text{K}^4}{\text{W}}$ à $T = 118$ mK.

La figure 4.5 nous a permis de déterminer aussi la conductivité thermique du cristal d'épaisseur ~ 4 mm de l'interface. La conductivité thermique, donnée directement par la pente de cette courbe, est de l'ordre de $\sim 7 T^3 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$. Ceci est en effet inférieur à la conductivité thermique ($\sim 10 T^3 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$) que nous avons mesuré dans du cristal massif.

Nous pensons que la divergence entre ces deux valeurs est due à la qualité de cette épaisseur d du cristal. Nous n'avons pas recuit le cristal avant d'effectuer chaque mesure dans cette expérience. Dans toutes les expériences représentées sur la figure 4.4, la position de l'interface a été ajustée le plus près possible du thermomètre de régulation. Nous avons recuit le cristal pendant au moins 2 heures avant d'effectuer une mesure.

Dans notre configuration expérimentale, le cristal, de hauteur ~ 40 mm, se situe entre deux parois qui sont séparées par une distance d'un millimètre. Les phonons du cristal massif sont en régime balistique et leur libre parcours moyen est limité par les parois de la cellule.

Le flux de chaleur est toujours dirigé du cristal vers le liquide. Autrement dit, ce sont les phonons du cristal qui sont incidents sur l'interface (liquide). Puisque la résistance de Kapitza dans le cas de ^3He est faible, on s'attend à ce que le profil en température du cristal massif soit respecté jusqu'à l'interface.

En fait, dans le cristal et à une distance inférieure à 1 mm de l'interface, la situation est un peu différente. Le libre parcours moyen des phonons n'est pas seulement limité par les parois de la cellule, mais par l'interface. Les réflexions des phonons sur l'interface, les interactions phonon-phonon et la présence des dislocations, qui sont vraisemblablement plus nombreuses près de l'interface, pourraient être à l'origine d'une conductivité thermique altérée par rapport à la conductivité thermique du cristal massif.

En conséquence, à une distance de l'interface inférieure au libre parcours moyen des phonons, la distribution des phonons n'est pas tout à fait en équilibre. Il est discuté [7] que la température de l'interface du côté cristal n'est pas une vraie température thermodynamique. De même, strictement parlant, le potentiel chimique n'est pas défini.

Du point de vue expérimental, ceci ne pose pas de problème particulier. La clé de notre expérience est de pouvoir réguler, avec une très bonne précision, la température de l'interface côté cristal sans connaître sa vraie température.

Remarques

(a) L'expansion thermique du liquide

Lors d'une expérience de Kapitza, on enregistre le niveau du cristal. On observe, en effet, une légère fusion du cristal ($< 0,1$ mm) lorsque la température de l'interface du côté liquide est augmentée. La fusion du cristal est souvent accentuée pour des températures inférieures à ~ 150 mK. Lorsque l'on refroidit l'interface côté liquide jusqu'à la température initiale, on constate que le cristal repousse d'une quantité identique à celle qu'il avait lorsqu'il avait fondu. Nous pensons que

l'origine de cette fusion est liée à l'expansion thermique du liquide. De plus, la fusion est, sans doute aussi, une des causes du bruit sur la pression.

L'expansion thermique du liquide sur la courbe de fusion est négative. Un échauffement du liquide conduit à une contraction du liquide. Cette diminution en volume du liquide est compensée par une fusion du solide. Pour situer les ordres de grandeurs, on considère le cas extrême suivant : on suppose que le liquide subit un changement en température de 30 mK à 100 mK (l'expansion thermique est maximum pour cette gamme de température). On obtient que le changement relatif du volume soit égal :

$$\frac{1}{V} dV = \int_{0,03}^{0,100k} \alpha dT \approx 0,8 \cdot 10^{-3} .$$

Pour $V \sim 3 \text{ cm}^3$, l'épaisseur du liquide fondu est de l'ordre de $\sim 0,1 \text{ mm}$. Ceci aboutit à une variation de la pression hydrostatique $\Delta(\delta p_{\text{hydrostatique}}) \lesssim 1 \mu\text{bar}$. On peut donc conclure que l'effet de l'expansion thermique du liquide sur la mesure de la pression est négligeable.

(b) La conduction thermique de la cellule

En général, la conduction de la chaleur par les parois d'une cellule expérimentale est une des sources d'erreur. Dans notre cas, nous avons un mélange liquide/cristal de ^3He dans un tube en kapton. La surface de l'interface est de $0,28 \text{ cm}^2$ et celle du tube de $0,15 \text{ cm}^2$. Les hauteurs du solide et du liquide sont, respectivement, de 3 cm et 2 cm . Le rapport des conductivités thermiques du cristal ^3He ($\kappa_c \approx 10 T^3 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$) et du kapton ($\kappa_c \sim 10^{-3} T^3 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$) [38] est de 10^4 . Quant au liquide, il est lié à la source froide ($\sim 20 \text{ mK}$). Le gradient thermique dans le liquide est typiquement de l'ordre de 2 à 4 mK par millimètre. Pour des températures inférieures à 30 mK , la conductivité thermique du liquide augmente en T^{-1} ; le liquide conduit aussi bien la chaleur que le cristal. Pour des températures supérieures (même jusqu'à 300 mK), la conductivité thermique κ_l du liquide est pratiquement constante, de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$ à $5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$ [14]. Compte tenu du rapport longueur/surface, le liquide conduit dix fois plus la chaleur que le kapton à des températures

voisines de 250 mK. Il est clair que, pour des températures supérieures, la perte du flux de chaleur par la conduction des parois doit être prise en compte.

II - DISCUSSION

Origine du bon couplage thermique entre le liquide et le cristal

Le transfert de chaleur est un processus complexe avec plusieurs canaux possibles aux basses températures, comme schématisé sur la figure 4.6.

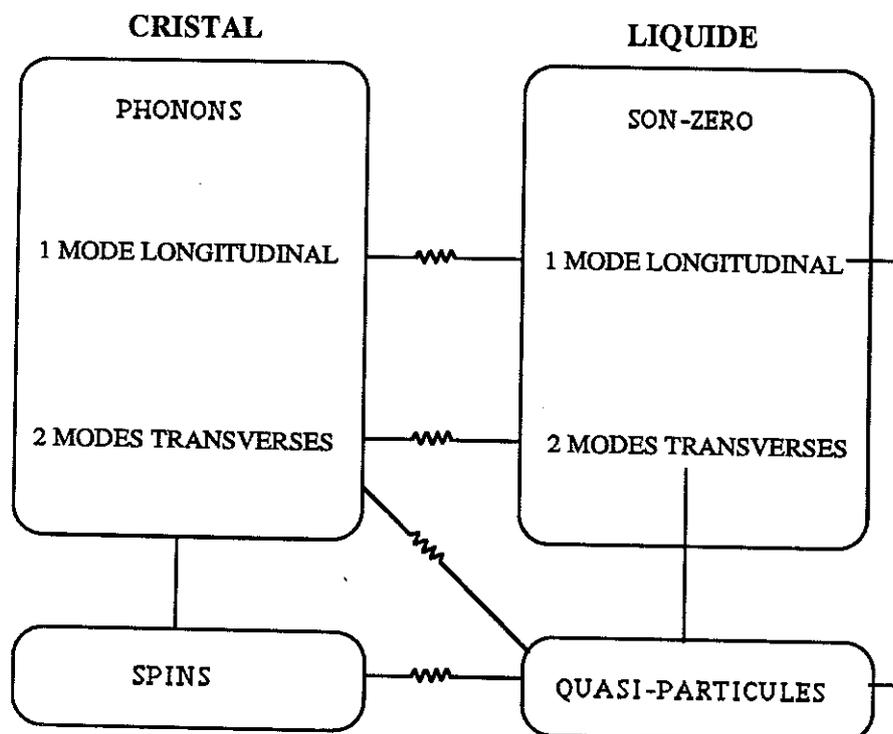


Figure 4.6.: Les excitations dans le cristal et le liquide. Le schéma montre les différents couplages thermiques possibles entre les excitations. La thermalisation dans les phases bulk peut influencer la résistance de surface à l'interface. Dans la phase cristalline les phonons et les spins sont découplés jusqu'à des températures de l'ordre de 10mK.

Dans la gamme de température expérimentale (40 mK-250 mK), le couplage thermique est *entièrement dû à la transmission des phonons* d'une

phase à l'autre. Les thermalisations dans les phases bulk (voir Appendice B, [32]) n'influent pas sur le transfert de chaleur pour cette gamme de température. En effet, dans la phase cristalline, le transfert d'énergie des phonons aux spins est extrêmement faible ; on peut considérer que les phonons et les spins sont découplés jusqu'à des températures inférieures à 10 mK. Quant à la phase liquide, le temps de relaxation entre les quasi-particules et les phonons de son-zéro est très petit ($\sim 10^{-9}$ sec) ; la thermalisation est parfaite entre les phonons de son-zéro et les quasi-particules.

Une première estimation de la résistance de Kapitza R_K peut être calculée à partir du modèle de désadaptation acoustique de Little. En effet, R_K est donnée par l'équation (1)

$$\frac{1}{RT^3} = 10^6 \sum_{\text{modes } i} \left\langle \frac{\tau_i}{c_i^2} \right\rangle$$

(voir chapitre I). On suppose que seuls les phonons du mode son-zéro longitudinal participent au transfert d'énergie et que le taux de transmission $\tau_{l \rightarrow s}$ du liquide au solide est parfait. Sachant que la vitesse du son-zéro longitudinal $v_{lzs} \approx 410 \text{ ms}^{-1}$, on obtient : $R_K T^3 \approx 0,2 \text{ cm}^2 \text{K}^4 \text{W}^{-1}$.

Il est maintenant évident que la présence du seul mode longitudinal dans le liquide n'explique pas la bonne transmission de chaleur à travers l'interface. G.B.N. [9] ont fait un calcul de la résistance de Kapitza en tenant compte aussi des modes transverses du son-zéro dans le liquide (voir figure 4.7). Le problème de la transmission de chaleur ressemble au cas d'une interface solide-solide : on a un mode longitudinal et deux modes transverses dans chacun des milieux. Le cas d'une interface solide-solide a été traité, en utilisant le modèle de Little, par Cheeke, Hébral et Martinon (CHM) [25]. G.B.N. adaptent le modèle de "désadaptation acoustique" de Little pour le cas d'une interface liquide-solide ^3He . Leur calcul est donc très analogue à ceux de CHM, mais bien entendu avec des modifications qui tiennent compte de la mobilité de l'interface et de l'atténuation du son-zéro transverse dans le liquide.

Le problème majeur dans le calcul de GBN est de connaître l'impédance acoustique de chaque milieu et notamment celle du liquide. En fait, pour chaque mode de phonons incidents du solide sur la surface du liquide, le liquide est soumis à une contrainte. Les conditions limites du côté du

liquide relie le tenseur des contraintes en surface (σ_{ij}) à la vitesse \vec{v} du liquide via une matrice d'impédance acoustique Z^{ℓ} de surface : $[\sigma_{ij}] = [Z^{\ell}][\vec{v}]$.

Pour le cas du solide, la matrice d'impédance acoustique Z^s est définie de la même manière que pour le liquide et Z^s est calculé en utilisant le tenseur de contraintes σ_{ij} pour un solide supposé isotrope :

$$\sigma_{ij} = 2\rho_s c_t^2 u_{jk} + \rho_s (c_{\ell}^2 - 2c_t^2) u_{||} \delta_{jk}$$

avec la déformation $u_{jk} = (\partial_k u_j + \partial_j u_k)/2$. Les symboles ρ_s , c_t et c_{ℓ} sont respectivement la densité du solide, la vitesse transverse et la vitesse longitudinale.

L'impédance acoustique du mode transverse Z_t^{ℓ} du liquide est plus difficile à évaluer. Dans le régime ballistique (basse température), il est difficile de distinguer un mode de son-zéro transverse du continuum des excitations individuelles (quasi-particules) car le son-zéro transverse se propage sans atténuation et à une vitesse très proche de celle des quasi-particules. Dans le régime hydrodynamique (haute température), le son-zéro transverse est suramorti ; la viscosité l'emporte. Afin de définir Z_t^{ℓ} dans une large gamme de températures, G.B.N. écrivent Z_t^{ℓ} sous une forme analogue au modèle "viscoélastique" [33] :

$$\left(\frac{\rho_{\ell}}{Z_t^{\ell}}\right)^2 = \frac{1}{C_{\text{eff}}^2} + i \frac{\rho_{\ell}}{\eta \omega}$$

où C_{eff} , η , ω représentent respectivement une vitesse effective, la viscosité dynamique du liquide et la fréquence. Puisque C_{eff} est le paramètre décisif sur le rôle du son-zéro transverse dans la transmission de l'énergie, G.B.N. calculent $R_K T^3$ ($\text{cm}^2 \text{K}^4 / \text{W}$) en fonction de C_{eff} , comme indiqué sur la figure 4.7.

Pour des températures inférieures à 50 mK, le calcul de G.B.N. montre que $R_K T^3$ est égal à $0,03 \text{ cm}^2 \text{K}^4 \text{W}^{-1}$. Ceci est en excellent accord avec nos résultats expérimentaux : A 50 mK, $R_K T^3$ est égal à $0,033 \pm 0,005 \text{ cm}^2 \text{K}^4 \text{W}^{-1}$. On a donc une confirmation que la participation des modes transverses du son-zéro dans le liquide améliorent considérablement la transmission de la chaleur d'une phase à l'autre.

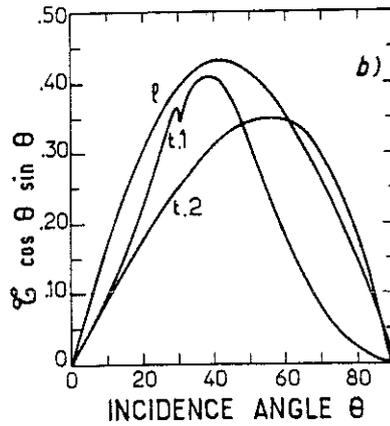
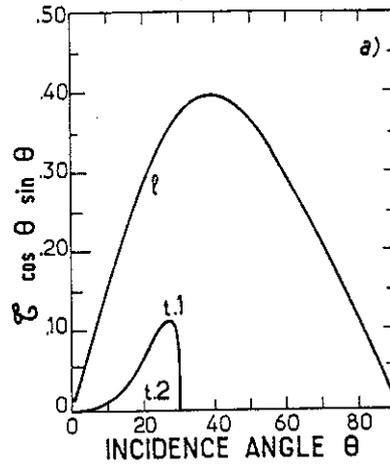


Figure 4.7.: (de ref.[9])

The transmission rate τ of phonons coming from the solid. The incident phonons are either: *l* = longitudinal, *t1* = transverse vibrating in the incidence plane, *t2* = transverse vibrating perpendicularly to the incidence plane. Here $\tau \cos \theta \sin \theta$ is plotted vs. the incidence angle θ , so that the relative importance of a mode is represented by the integral of the curve. (a) At high temperatures, without transverse modes in the liquid, the *t2* mode is not transmitted at all. (b) At 0.32 K, with transverse modes in the liquid, the transmission is significantly enhanced.

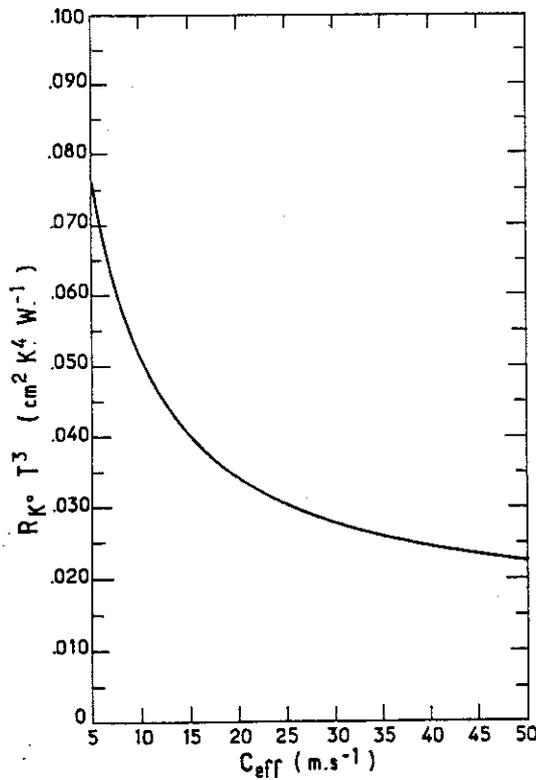


Figure 4.8.: (de ref.[9]): $R_K T^3$ calculé à 0.32K en fonction de C_{eff} dans la gamme de 5 à 50 ms^{-1} .

Unité: C_{eff} en m.s^{-1} , $R_K T^3$ en $\text{cm}^2 \text{K}^4 \text{W}^{-1}$.

La faible valeur de $R_{\kappa}T^3$, calculée par G.B.N. à basse température (50 mK), correspond à une vitesse effective C_{eff} de l'ordre de $23,4 \text{ ms}^{-1}$ (voir figure 4.8). Il est également intéressant de préciser à ce point qu'une des conditions pour que le son-zéro transverse puisse se propager est que sa vitesse soit supérieure à la vitesse de Fermi ($v_F \sim 35 \text{ ms}^{-1}$). Par contre, à ces températures, le son-zéro est parfaitement thermalisé avec les quasi-particules. Ceci laisse penser que l'énergie transmise au son-zéro transverse à l'interface est, en quelque sorte, évacuée de manière non-négligeable par les quasi-particules dans le volume.

Nos expériences, ainsi que l'expérience de G.B.R. [4], montrent que le couplage thermique reste bon, même pour des températures aussi élevées que 300 mK. Selon Bekarevich et Khalatnikov [2], le régime liquide de Fermi ($\omega\tau \gg 1$) est valable à des températures inférieures à 0,2 K. A des températures proches de 0,3 K, $\omega\tau$ est légèrement supérieur à 1. Dans le cadre du calcul de G.B.N., la faible valeur de $R_{\kappa}T^3$ à ces températures correspond à une vitesse effective C_{eff} qui se situe entre 10 ms^{-1} et 20 ms^{-1} (voir figure 4.8).

Comme l'a fait remarquer Fomin [35], la difficulté reste de savoir quels sont les rôles des différents mécanismes physiques et l'importance relative de leur contribution à la transmission de la chaleur d'une phase à l'autre. Autrement dit, ce paramètre C_{eff} reflète sans doute une contribution des quasiparticules. Cette contribution augmenterait légèrement avec la pression et aux basses températures. Il semblerait qu'à 300 mK, $R_{\kappa}T^3$ soit supérieur à sa valeur à une température de 50 mK. Du point de vue expérimental, il est difficile de mettre en évidence une transition entre la région de son-zéro "pur" (à $T \sim 50 \text{ mK}$) et un régime intermédiaire ; en effet, l'écart entre les valeurs de $R_{\kappa}T^3$ à $T = 50 \text{ mK}$ et à $T = 250 \text{ mK}$ est compris dans la barre d'erreur.

A plus haute température ($T > 300 \text{ mK}$), on s'attend à une augmentation de la résistance de Kapitza lorsque le régime hydrodynamique est atteint. Dans ce régime, seul le premier son du liquide assure le transfert d'énergie ; le son-zéro et la notion de quasiparticules n'existent plus ($C_{\text{eff}} = 0$). Ce changement de régime (du son-zéro au premier son) s'effectue graduellement avec l'augmentation de la température ; le calcul montre que $R_{\kappa}T^3$ est modifié d'un ordre de grandeur par rapport à sa valeur à 50 mK.

III - LA RESISTANCE DE KAPITZA EN FUSION LENTE : DETERMINATION D'UNE LIMITE SUPERIEURE DE λ A 100 mK

Cette partie est consacrée à une mesure à 100 mK de la résistance de Kapitza en fusion lente. Nous allons également estimer une limite supérieure de $(TS_c - \lambda)$, où λ est le paramètre déterminant le partage de la chaleur latente entre les deux phases.

III.1 - Définition du problème

La mesure de la résistance de Kapitza en fusion lente s'effectue selon la technique décrite au chapitre III. Rappelons que l'expérience consiste à mesurer une variation de la pression dans le liquide pour une variation de flux de chaleur à travers l'interface. La puissance Q_c qui traverse l'interface est celle dissipée par le chauffage 1. La température de l'interface côté cristal est réglée à environ 3 μ K près. La variation de la puissance, Q_c , est obtenue en chauffant le liquide. La température de l'interface côté cristal doit être maintenue constante.

En présence d'un flux de masse J , les problèmes se multiplient. La chaleur latente mise en jeu lors de la fusion est de l'ordre de 0,28 J.mole⁻¹ à 100 mK. Afin que la fusion reste isotherme, il faut que la chaleur libérée soit évacuée rapidement. Compte tenu de la faible conductivité thermique du liquide, la fusion ne va rester isotherme que pour des vitesses relativement faibles.

Notre technique de mesure de la résistance de Kapitza permet aussi une détermination d'un ordre de grandeur de λ à 100 mK. Il est clair qu'une mesure directe, à l'aide de thermomètres, de la chaleur latente libérée dans chaque phase n'est pas possible dans notre configuration expérimentale. La chaleur spécifique et le temps de diffusion dans le liquide sont très importants, ce qui rend difficile la mesure d'une faible différence de température dans le liquide.

III.2 - Une expérience à 102 mK

Nous allons décrire une mesure de la résistance de Kapitza en fusion lente menée à 102 mK.

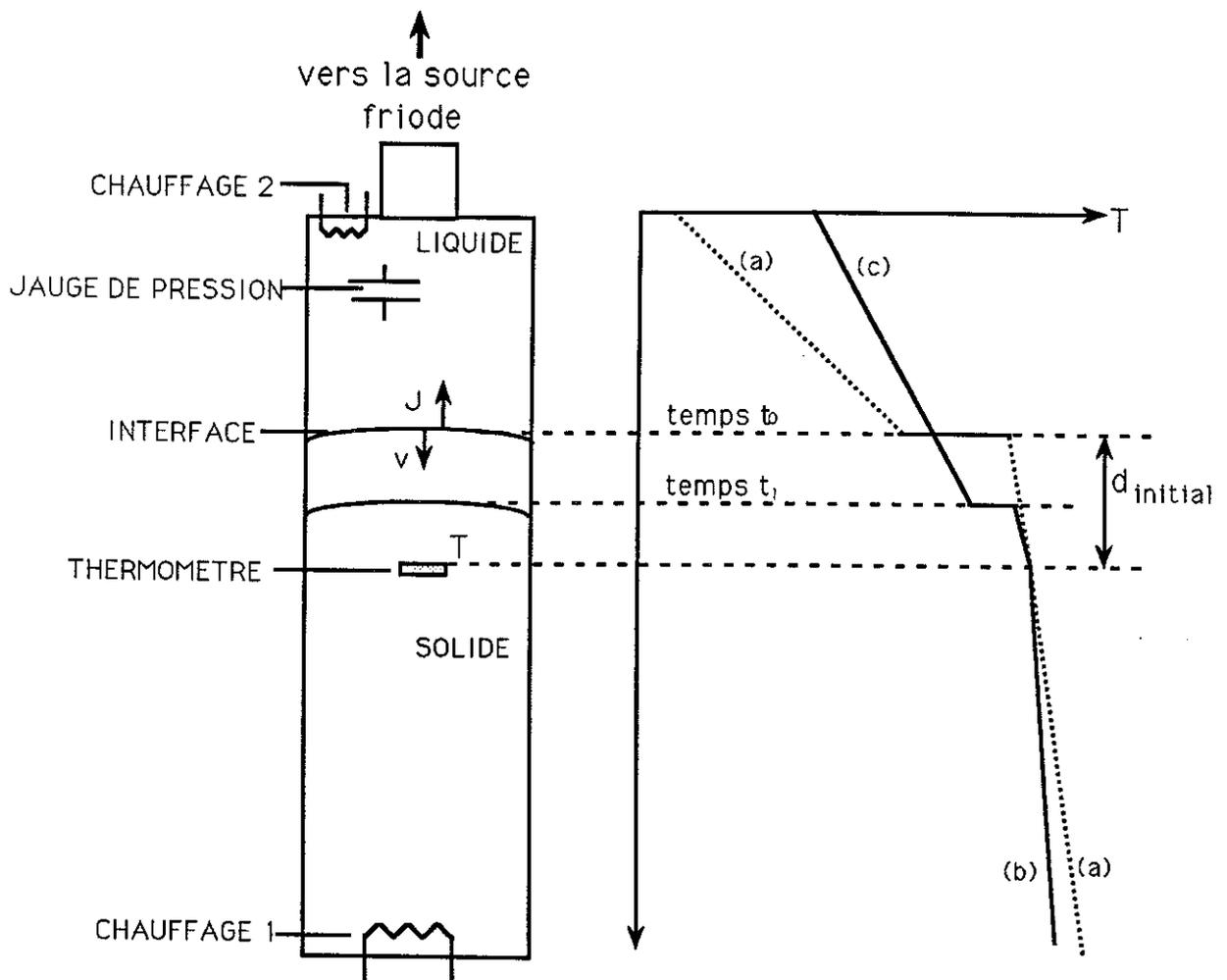


Figure 4.9.: Représentation schématique d'une expérience de Kapitza en fusion lente à 102mK. Au départ, l'épaisseur du solide au dessus du thermomètre T est $d_{\text{initial}} = 1,2 \text{ mm}$. Un flux de masse J est dirigé du solide vers le liquide; l'interface se déplace, par rapport au solide, à une vitesse v de l'ordre de $3,7 \cdot 10^{-4} \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. La chaleur latente libérée lors de la fusion se partage entre les deux phases. Une partie de la chaleur $J(TS_l - \lambda)$ est libérée dans le liquide et une partie $J(TS_s - \lambda)$ travers l'interface et est disposée dans le solide. Le trait (a) montre le gradient thermique initial dans le système. Les traits (b) et (c) indiquent respectivement les gradients thermiques dans le solide et liquide après un temps t_1 de fusion.

III.2.1 - La configuration expérimentale

La figure 4.9 représente la configuration expérimentale ainsi que le gradient thermique dans chaque phase. La température de la tête de la cellule est à 20 mK et celle de l'interface à environ 102 mK. L'épaisseur d du cristal au-dessus du thermomètre de régulation est de l'ordre de 1.2 mm au départ. La température du cristal, à une distance d de l'interface, est régulée à 3 μ K près à l'aide du chauffage 1. Le flux de chaleur dirigé du solide vers le liquide et est de l'ordre de 1.28 μ W/cm².

Sur la figure 4.9., le trait plein (a) indique le gradient thermique initial dans le système. Le gradient thermique moyen dans le liquide est de l'ordre de 4 mK/mm. Pour des températures inférieures à 30 mK, la conductivité thermique du liquide s'améliore en T^{-1} ; le liquide près (≥ 0.5 cm) de la source froide conduit aussi bien la chaleur que l'³He solide à ces températures. La température de l'interface côté liquide augmente pour deux raisons :

- i) On chauffe le liquide à l'aide du chauffage 2,
- ii) La fusion du cristal libère une chaleur latente $J(TS_d - \lambda)$ dans le liquide.

Ceci aboutit à une diminution de la puissance dissipée par le chauffage 1 afin que la température du cristal, à une distance d de l'interface, soit maintenue régulée. De plus, le chauffage 1 modifie sa puissance car une partie de la chaleur latente $J(\lambda - TS_c)$ est libérée dans le cristal. Le profil en température dans le cristal se modifie et est indiqué par le trait (b). Puisque la chaleur $J(\lambda - TS_c)$ doit traverser l'interface avant d'être libérée dans le cristal, elle a une influence sur la différence de température à l'interface. L'évolution de la pression dans le liquide et de la puissance témoigne de la présence de $J(\lambda - TS_c)$.

III.2.1 - Fusion isotherme du cristal

Au départ, notre intention était de provoquer une fusion en exploitant l'expansion thermique négative du liquide. Nous ne pouvons pas entièrement attribuer la fusion que nous obtenons à la contraction du liquide (voir remarque sur la contraction du liquide). Nous pensons que la fusion est également

due à la modulation de la température sur l'épaisseur d du cristal ; cette modulation est favorisée par le fait que la résistance de surface est à peu près trois fois supérieure à l'impédance thermique du cristal d'épaisseur 1 mm. La température moyenne sur l'épaisseur d du cristal est affaiblie car elle est plus sensible à la diminution de la puissance dissipée par le chauffage 1 qu'à la température de l'interface côté liquide (voir figure 4.9).

III.3 - Résultats

Le cristal fond à une vitesse constante de l'ordre de $v \sim 3,7 \cdot 10^{-4}$ mm/sec, ce qui dégage un flux de chaleur par unité de temps $\sim 0,36$ $\mu\text{W}/\text{cm}^2$.

Au chapitre II, nous avons déduit une expression de la variation de la pression dans le liquide en présence d'un flux de chaleur et un flux de masse :

$$\delta p - \left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*} dT_c - \frac{J}{k} \frac{\rho_L}{\Delta \rho} = R_K [Q_c + J(TS_c - \lambda)] \cdot \left(\frac{S_L - \frac{\lambda}{T}}{\Delta \rho / \rho_c \rho_L} \right)$$

où tous ces symboles ont la même signification définie au chapitre 2.

- Puisque le flux de masse J est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{moles}}{\text{sec}}$, la variation en pression $\left(\frac{J}{k} \frac{\rho_L}{\Delta \rho} \right)$ due à la mobilité k est de l'ordre de 5 nanobars. Ce terme est donc insignifiant.
- La variation en température δT_c du cristal près de l'interface est estimée inférieure à $8 \mu\text{K}$, ce qui correspond à une variation en pression $\left(\left. \frac{dP}{dT} \right|_{T^*} \delta T_c \right)$ de l'ordre de $\sim 0,15$ mbar. Le bruit sur le signal de pression est à peu près de cet ordre. L'équation ci-dessus peut être écrite simplement comme :

$$\delta p = R_K [Q_c + J(TS_c - \lambda)] \cdot \left(\frac{S_L - \frac{\lambda}{T}}{\Delta \rho / \rho_c \rho_L} \right)$$

La figure 4.10 représente la variation en pression dans le liquide en fonction du flux de chaleur Q_c à J constant.

L'effet d'un flux de chaleur $J(TS_c - \lambda)$ libéré dans le solide doit se voir sur la puissance. On observe un comportement linéaire qui, dans les limites des

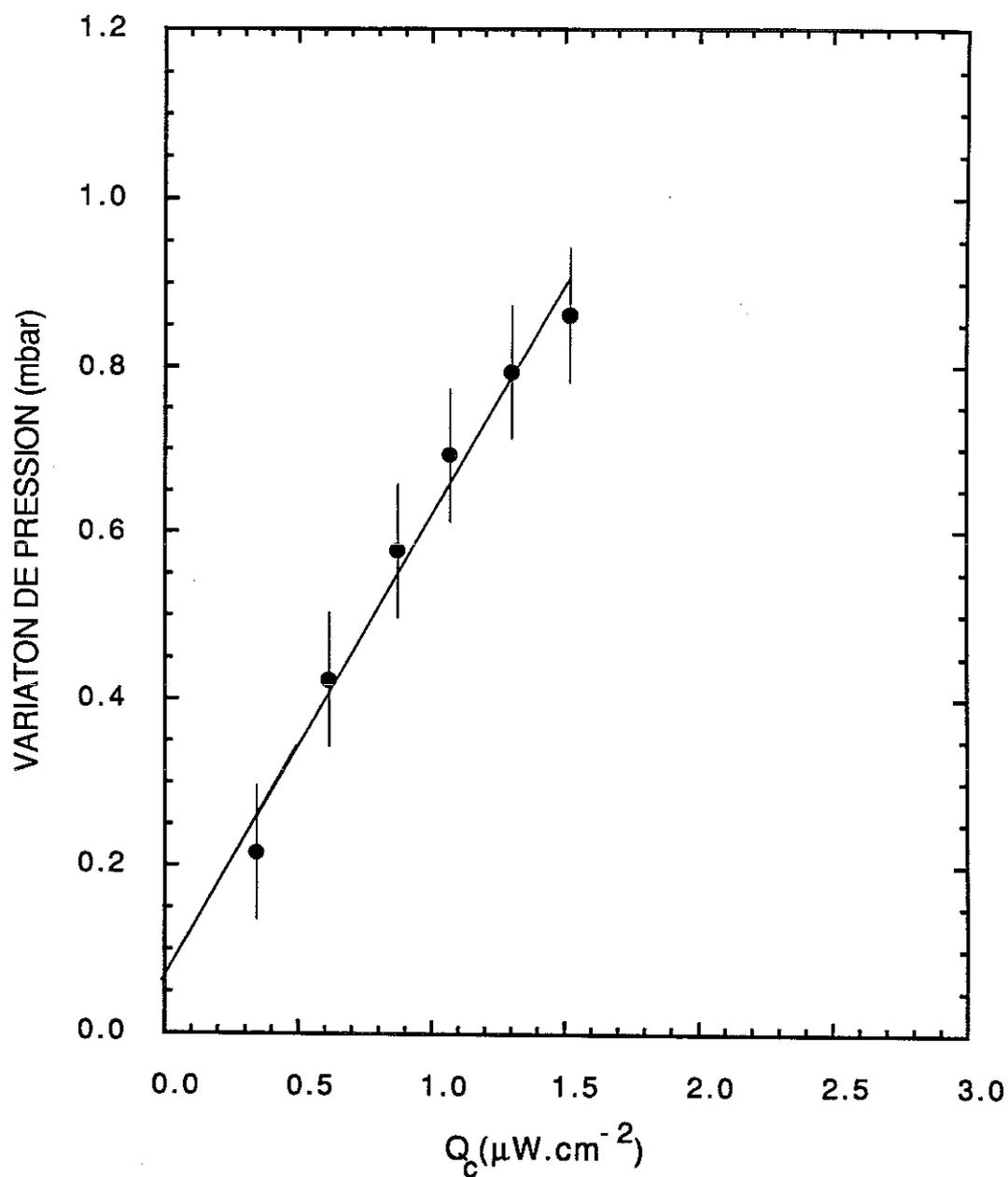


Figure 4.10.: L'évolution de la pression dans le liquide lors d'une expérience de Kapitza en fusion lente à 102mK. Le flux de chaleur Q_c représenté sur l'axis-x est celui dissipé par le chauffage 1. La barre d'erreur sur Q_c est de l'ordre de $0.02\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

mesures expérimentales possibles, passe par l'origine. L'effet de $J(TS_c - \lambda)$ sur la puissance (s'il existe) est extrêmement faible ; il ne peut être contenu que dans le bruit du signal de la puissance. On peut donc déduire que :

$$\left| 1 - \frac{\lambda}{TS_c} \right| \lesssim 2 \cdot 10^{-2} \quad \text{à } 102 \text{ mK},$$

ce résultat étant valable seulement si λ est proche de TS_c . Il n'y a pas d'ambiguïté dans notre conclusion car, à 100 mK, le rapport des entropies du liquide et du cristal est de l'ordre de 2.

Maintenant, en prenant $\lambda = TS_c$, on trouve que la résistance de Kapitza est égale à :

$$R_K T^3 = 0.03 \pm 0.01 \text{ W/cm}^2 \text{K}^4.$$

III.4 - Discussion - Les expériences

Notre expérience montre que :

$$\left| \frac{\lambda - TS_c}{TS_\ell - TS_c} \right| \lesssim 4 \cdot 10^{-2}.$$

Le paramètre λ est donc égal à TS_c dans les limites inférieures à 5 % à 100 mK. Autrement dit, plus de 95 % de la chaleur latente est libérée dans la phase liquide lors de la fusion. En fait, la plupart des théoriciens et des expérimentateurs admettent que la quasi-totalité de la chaleur latente est libérée dans la phase liquide ($\lambda = TS_c$). P.B.C. [3] et G.B.R. [4] ont constaté ce résultat à une température proche de celle du minimum de la courbe de fusion. A titre de comparaison, considérons l'expérience de Graner *et al.* [4]. A environ 10 mK du minimum de la courbe de fusion, ils trouvent que :

$$\left| \frac{\lambda - TS_c}{TS_\ell - TS_c} \right| \lesssim 1,5 \cdot 10^{-2} \cdot \left| \frac{TS_c}{TS_\ell - TS_c} \right|,$$

ce qui suggère que λ est égal en module à TS où S peut être l'entropie du liquide ou du cristal.

Notons qu'à la température du minimum de la courbe de fusion, l'entropie du liquide est égale à celle du cristal.

Les théories

Selon P.B.C., l'explication pour que λ soit égal à TS_c repose sur le fait que, lorsqu'un atome passe d'une phase à l'autre, l'excès d'enthalpie mis en jeu est $(h_l - h_c) \sim k_B T$, où h_l et h_c représentent respectivement les enthalpies de l'atome dans la phase liquide et cristalline. L'excès d'enthalpie correspond à une énergie de l'ordre de $\sim \frac{\rho_c}{\Delta \rho} T(S_c - S_l)$. Cet excès d'énergie doit être accommodé par les excitations élémentaires du système. Compte tenu du fait que la capacité des quasiparticules est bien plus grande que celle des phonons du cristal, seules les quasiparticules peuvent assurer l'échange d'énergie de ces ordres.

G.B.N. [9] reprennent ces arguments pour calculer λ à partir d'un modèle microscopique. Ils montrent que la fraction de l'énergie rayonnée dans le solide, lorsqu'un atome du liquide se colle sur la surface du solide, est donnée par $E = \frac{1}{3} \frac{P_F^2}{m} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2$ où P_F est le moment de Fermi, m la masse atomique, θ_D la température de Debye et T la température. Puisque cette énergie E par unité de masse est, en fait, la chaleur latente $(\lambda - TS_c)$ absorbée, il s'en suit que $\left| \frac{\lambda}{TS_c} - 1 \right| \approx 6 \cdot 10^{-4} T^2$ près du minimum de la courbe de fusion. A $T = 0,32$ K, on a : $\left| \frac{\lambda}{TS_c} - 1 \right| \approx 6 \cdot 10^{-5}$, ce qui implique que λ soit très proche de TS_c .

Si le raisonnement reste valable à 100 mK, on a :

$$\left| \frac{\lambda - TS_c}{TS_l - TS_c} \right| \sim 10^{-5},$$

ce qui montre que $\lambda = TS_c$.

CHAPITRE V

LA MOBILITE DE L'INTERFACE

I - INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la mobilité isotherme de l'interface pour des vitesses allant jusqu'à $4.10^3 \mu\text{m/s}$. Nous débutons par des considérations théoriques sur l'origine physique de la dissipation au niveau de l'interface. Deux modèles, un proposé par Andreev et Parshin (A.P) [6], et un autre de Puech, Bonfait, Castaing (P.B.C) [3] sont discutés. Ensuite, le principe de notre mesure de la mobilité, ainsi qu'une description de la technique expérimentale suivra. Enfin, nous présenterons nos résultats bruts et nous tenterons d'interpréter le comportement non linéaire de la mobilité dans le cadre du modèle de croissance par état stable dû à Nozières et Uwaha (N.U) [7,8]. Ceci nous conduit en fait à étudier l'évolution de la forme du cristal, déterminée à partir d'une mesure de la pression lors de la fusion isotherme.

I.1 - Définition de la mobilité isotherme

La mobilité est un des coefficients dissipatifs caractérisant la dynamique de l'interface ; cette mobilité traduit la résistance à la croissance d'un cristal. Comme nous l'avons mentionné au chapitre I, elle contribue à la production irréversible de l'entropie S .

Dans le cas de ^3He , la fusion isotherme n'est possible pour des vitesses élevées qu'au minimum de la courbe de fusion car la chaleur latente est nulle à ce point. Soit $J = \rho_c v_i$, un flux de masse du cristal vers le liquide, où v_i représente la vitesse de l'interface par rapport au cristal et ρ_c la densité du cristal. La "force motrice" de ce flux est en fait la différence de potentiel chimique $\Delta\mu = \mu_l - \mu_c$ et, d'après l'équation (1.3b), nous avons dans le cas isotherme :

$$J = \rho_c k \Delta\mu = \rho_c v_i \quad (5.1)$$

où k est la résistance à la croissance par unité de masse. La dimension de k est s/m .

1.2 - Modèles théoriques

Les premiers travaux expérimentaux sur ^3He [3] ont montré un désaccord entre les mesures et la prédiction théorique de Andreev et Parshin sur l'origine de la mobilité.

Nous allons voir que ce modèle, qui explique la valeur de la mobilité des cristaux de ^4He , n'est plus valable dans le cas de ^3He . En effet, dans ce dernier cas, le modèle de Puech *et al.* semble plus plausible. Ce modèle est basé sur une interaction directe entre les excitations élémentaires du liquide et le réseau cristallin. Ceci s'oppose au cas du modèle de A.P. où les excitations sont en interaction directe avec l'interface.

1.2.1 - Les idées d'Andreev et Parshin (1978) [6]

Selon l'argument d'Andreev et Parshin (A.P), la mobilité de l'interface est limitée par l'interaction entre les excitations du liquide et du solide d'une part et l'interface d'autre part. Le fait que l'interface ait une certaine vitesse v_i conduit à l'apparition des effets Doppler au niveau de l'interface. En conséquence, l'énergie dissipée par unité de temps et de surface est $\sim E_{\text{exc}} \frac{v_i^2}{v_s}$ où v_s représente la vitesse du son et E_{exc} l'énergie par unité de volume de l'excitation du système. Cependant, ce flux d'énergie doit être égal à $J\Delta\mu$, où $\Delta\mu$ est la différence de potentiel chimique par atome entre le liquide et le solide, et J le flux atomique qui est égal à nv_i (où n est la densité atomique). L'égalité de ces deux termes permet ainsi d'estimer la mobilité de ^4He et ^3He :

$$nv_i\Delta\mu \sim E_{\text{exc}} \frac{v_i^2}{v_s} \quad (5.2)$$

a) *Dans le cas ^4He :*

- A $T < 0.6$ K, les excitations dans le liquide sont les phonons et donc l'énergie E_ϕ par unité de volume est $\sim \frac{nT^4}{\theta^3}$ où $n \equiv$ le nombre d'atomes par unité de volume et T la température. En utilisant l'équation (5.1), on obtient une mobilité

$$k \sim \frac{v_s\theta^3}{T^4}$$

Lorsque $T \rightarrow 0$, la mobilité tend vers l'infini.

- Pour $T > 0.6$ K, les excitations sont les rotons et $k \sim \exp\left(\frac{\Delta r}{T}\right)$ où Δr est le gap des rotons.

Les comportements en température de la mobilité expliquent convenablement les expériences de Keshishev *et al.* (1981) [15].

b) Dans le cas ^3He :

A.P. ont étendu leur modèle afin de prévoir la mobilité de ^3He . Au-dessus de la température de transition superfluide, les excitations dans le liquide ^3He sont des quasi-particules. Soit p_F , le moment de Fermi, v_i la vitesse de l'interface par rapport au solide et \dot{n} le nombre des atomes qui sont transféré par unité de temps et de surface d'une phase à l'autre. L'énergie dissipée par unité de temps et de surface est alors :

$$E_{qp} \sim \dot{n} p_F v_i = (n v_i) p_F v_i$$

où n est le nombre de particules par unité de volume.

Sachant d'autre part que ce flux d'énergie doit être égal à $J \Delta\mu = n v_i \Delta\mu$, on obtient

$$\Delta\mu \approx p_F v_i \tag{5.3}$$

En utilisant l'équation (5.1), la mobilité de l'interface s'écrit:

$$k \propto \frac{m}{p_F} \sim 0.0066 \text{ s/m}$$

où m est la masse atomique de ^3He .

Dans un calcul détaillé, basé sur l'argument d'Andreev et Parshin, Bowley et Edwards (1983) [16] ont pu montrer que, du point de vue microscopique, la mobilité est donnée explicitement par

$$\begin{aligned} k_{^3\text{He}} &= \frac{4\rho_c}{3n p_F} \\ &= \frac{4}{3} \frac{m}{p_F} \sim 0.0088 \text{ s/m} \end{aligned}$$

I.2.2 - Le modèle de Puech *et al.* (1986) [3]

PBC ont montré, par une approche du type Langevin, que la dissipation à l'interface est due à une interaction directe entre les quasi-particules et la surface cristalline. Puisque les densités du liquide et du cristal sont très proches (5%), le nombre d'atomes qui se solidifient est augmenté d'un facteur $\frac{\rho_c}{\rho_l}$ (~ 20). C'est dans ce fait que réside la principale divergence avec le modèle de AP.

Nous allons maintenant considérer une version phénoménologique de ce modèle.

Le modèle part du fait qu'on ne sait pas si les quasi-particules agissent avec l'interface ou directement avec le réseau cristallin. Admettons qu'elles sont en interaction avec une entité D. Par l'entité D on entend une surface qui peut être celle de l'interface ou celle du cristal. D'autre part, Puech *et al.* ont introduit un nouveau paramètre $\alpha(\vec{k})$ qui traduit la probabilité qu'a une quasi-particule incidente sur D de se coller à ce dernier.

La force exercée par un flux \dot{n} de quasi-particules incident sur D est $\tilde{F} \approx (1-\alpha)p_F\dot{n}$ où $(1-\alpha)$ représente la probabilité qu'a une quasi-particule d'être réfléchi. Le flux d'atomes (caractérisant la croissance) est $\tilde{J} = \alpha\dot{n}$.

A l'équilibre thermodynamique, la force effective ainsi que le flux atomique doivent être nuls. Autrement dit, il doit y avoir autant de quasi-particules n' dirigées de D vers le liquide que de particules n incidentes sur D. Avec ces considérations, on peut écrire la force effective F et le flux de masse J sous la forme:

$$F \approx (1-\alpha)p_F(\dot{n}-\dot{n}') = (1-\alpha)p_F\Delta\dot{n}$$

$$J = \alpha(\dot{n}-\dot{n}') = \alpha\Delta\dot{n} = \alpha n v_D,$$

où v_D est la vitesse de D. L'énergie dissipée par unité de temps et de surface s'écrit :

$$n v_i \Delta\mu = F v_D \approx \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) n p_F v_D^2$$

d'où
$$\Delta\mu = \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \left(\frac{v_D}{v_i}\right)^2 \rho_F v_i \quad (5.4)$$

- Si les quasi-particules sont en interaction avec l'interface, on a $v_i = v_D$ et on retrouve la formule de A.P. avec $\alpha = \frac{1}{2}$ (cf. eq. (5.3)).
- Si les quasi-particules sont en interaction avec le cristal, on a $v_D = v_c$ où $v_c = \left(\frac{\rho_c - \rho_\ell}{\rho_c}\right) v_i$. A partir de là et en utilisant l'équation (5.4), on a

$$\Delta\mu = \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_c}\right)^2 \rho_F v_i$$

et
$$k = \left(\frac{\alpha}{1-\alpha}\right) \left(\frac{\rho}{\Delta\rho}\right)^2 \frac{m}{\rho_F} \approx \frac{\alpha}{1-\alpha} 2.9 \text{ s/m} \quad (5.5)$$

- Si $\alpha \rightarrow 0$, $k \rightarrow 0$, autrement dit une interface qui réfléchit toutes les quasi-particules est imperméable aux atomes.

II - METHODE EXPERIMENTALE

II.1 - Principe de mesure

La différence de potentiel chimique entre les phases liquide et solide peut être explicitée sous la forme

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= d\mu_\ell - d\mu_c \\ &= \left(\frac{\delta p_\ell}{\rho_\ell} - \frac{\delta p_c}{\rho_c}\right) - (S_\ell \delta T_\ell - S_c \delta T_c) = \Delta\mu_M + \Delta\mu_T \end{aligned} \quad (5.6)$$

où δp_i ($i = \ell$ (liquide), c (cristal)) représente la variation de la pression P_i par rapport à la pression d'équilibre P_i^* avec l'interface plate. En d'autres termes

$$\delta p_i(T^*) = P_i(T^*) - P_i^*(T^*)$$

où T^* est la température d'équilibre.

Précisons toutefois deux points :

- Notons tout d'abord que la différence de potentiel chimique a deux contributions : la première, $\Delta\mu_M$, est due aux écarts de pression et la deuxième, $\Delta\mu_T$, est d'origine thermique. Lors d'une expérience isotherme $\Delta\mu_T$ doit être nul (dans la limite des erreurs expérimentales possibles).
- Dans le cas où l'interface a un rayon de courbure R , on peut montrer, en utilisant le fait $P_\ell(T^*) - P_c(T^*) = \frac{\tilde{\gamma}}{R}$ (où $\tilde{\gamma}$ est la tension de surface), que la pression dans le liquide est plus faible que la pression "fictive" du solide par $\frac{\tilde{\gamma}}{R}$, c'est-à-dire : $\delta p_c = \delta p_\ell + \frac{\tilde{\gamma}}{R}$. Il s'en suit que :

$$\Delta\mu = \left(\frac{1}{\rho_\ell} - \frac{1}{\rho_c} \right) \delta p_f + \frac{1}{\rho_c} \frac{\tilde{\gamma}}{R} - (S_\ell \delta T_\ell - S_c \delta T_c) \quad (5.7)$$

où $\delta p_f = P_\ell(T^*, v_f=0) - P_\ell(T^*, v_f \neq 0)$ est l'écart de pression lors de la fusion.

Pour une situation isotherme, on tire des équations (5.1) et (5.7) :

$$\frac{v}{k} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_c \rho_\ell} \right) \delta p_f + \frac{1}{\rho_c} \frac{\tilde{\gamma}}{R} \quad \text{où } \Delta\rho = \rho_c - \rho_\ell \quad (5.8)$$

où v est la vitesse de l'interface.

Soulignons que la pression mesurée δp_{mes} par la jauge de pression pendant une expérience isotherme a plusieurs contributions :

$$\delta p_{\text{mes}} = \delta p_f + \delta p_{\gamma,R} + \delta p_{\text{hydrostatique}}$$

où : - $\delta p_f = \frac{v}{k} \frac{\rho_c \rho_\ell}{\Delta\rho}$ est la pression de fusion,

- $\delta p_{\gamma,R}$ est une variation de pression dans le liquide, due à un changement quelconque du rayon de courbure, R ,
- $\delta p_{\text{hydrostatique}} = \rho_\ell g \delta h$, où g est la constante gravitationnelle et δh la hauteur du solide fondu, est une variation de la pression due au fait que la colonne du liquide change lors d'une fusion (voir chapitre III).

II.2 - Technique expérimentale

Notre but est de mesurer la variation de pression dans le liquide (l'écart de pression lors de la fusion) en fonction de la vitesse de l'interface lors d'une fusion isotherme du cristal. La cellule expérimentale (cf. figure 3.1) se révèle être aussi une configuration expérimentale adéquate pour étudier la mobilité isotherme. Le minimum de la courbe de fusion est le seul point où une fusion isotherme est possible car la chaleur latente est nulle. Le fait que le point minimum soit très prononcé représente à la fois un avantage et un inconvénient. D'une part, il est effectivement facilement repérable. Mais, d'autre part, il faut l'approcher à mieux que 1 mK près. Cette remarque est éclairée, en notant que les pentes de la courbe de fusion autour du minimum [12] :

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{310 \text{ mK}} = - 0.5 \text{ mb/mK} \quad \text{et} \quad \left. \frac{dP}{dT} \right|_{320 \text{ mK}} = + 0.1 \text{ mb/mK}$$

On fait pousser un cristal au minimum de la courbe de fusion. Pour cela, la température de la tête de la cellule a été réglée (à l'aide du chauffage 2) très près de la température T_m du minimum de la courbe de fusion. La vitesse de croissance cristalline, qui peut atteindre environ 1 mm/sec, était contrôlée grâce à une microvanne à l'ambiante. La hauteur du cristal obtenue est de l'ordre de 5 cm.

Le fait de réguler la température de la tête de la cellule nous permet de contrôler le gradient thermique dans le liquide de telle sorte que la température T_i de l'interface se trouve égale ou proche de T_m .

Nous constatons également que :

- si T_i est très près de T_m , une légère fusion ramène automatiquement T_i à T_m . Plus précisément, on considère tout d'abord le cas où T_i est supérieur à T_m . La chaleur latente à droite du point minimum est positive; le liquide est la phase avec plus d'entropie. La fusion du cristal, provoquée par une diminution de la pression, est accompagnée d'une baisse de la température. La température T_i est refroidie jusqu'à T_m . Dans le cas où T_i est inférieur à T_m , la fusion du cristal dégage de la chaleur. La chaleur latente est négative car c'est la phase cristalline qui a plus d'entropie. La baisse de la pression conduit à une augmentation de la température ; T_i est chauffé jusqu'à T_m .

Ceci est favorisé par la faible conductivité thermique du liquide et la faible chaleur spécifique du cristal.

- Le problème du gradient thermique dans le liquide a été quasiment éliminé.
- La température du cristal au fond du tube est légèrement supérieure à T_m (~ 0.5 mK).

La fusion du cristal est provoquée par une décompression : on enlève du liquide ^3He de la cellule en ouvrant la microvanne sur un volume mort. Le cristal étant la phase la plus dense, il fond pour compenser le liquide extrait.

III - RESULTATS ET INTERPRETATIONS

III.1 - Résultats bruts

La figure 5.1. montre l'enregistrement de la pression, du niveau du cristal et de la température dans le cristal. La pression est mesurée avec une précision de l'ordre de 0.02mbar et la précision sur la vitesse de déplacement de l'interface est de l'ordre de 0.02cm.s⁻¹. Le volume de cristal fondu et la vitesse de fusion sont parfaitement contrôlés expérimentalement. Notons bien que la figure 5.1. est relative à la fusion d'un même cristal (longueur initiale de 5cm) effectuée en plusieurs étapes à différentes vitesses de fusion imposées. La différence de température entre le liquide et le cristal reste inférieure à 0.5 mK lors de la fusion. Ceci nous permet de considérer que les fusions sont isothermes. En conséquence, le terme $\Delta\mu_T$ (voir eq. (5.7)) peut être complètement négligé.

La sensibilité de la jauge de pression permet de mesurer la différence de pression hydrostatique au cours de l'expérience. Ceci est très utile car une comparaison entre la pression hydrostatique mesurée et la pression hydrostatique calculée à partir de la quantité de cristal fondu, permet de contrôler la fiabilité de nos mesures.

L'évolution de la pression de fusion pendant une expérience est obtenue en soustrayant de la pression mesurée, la pression hydrostatique, comme indiqué sur la figure 5.2. Pour mettre en évidence que la fusion

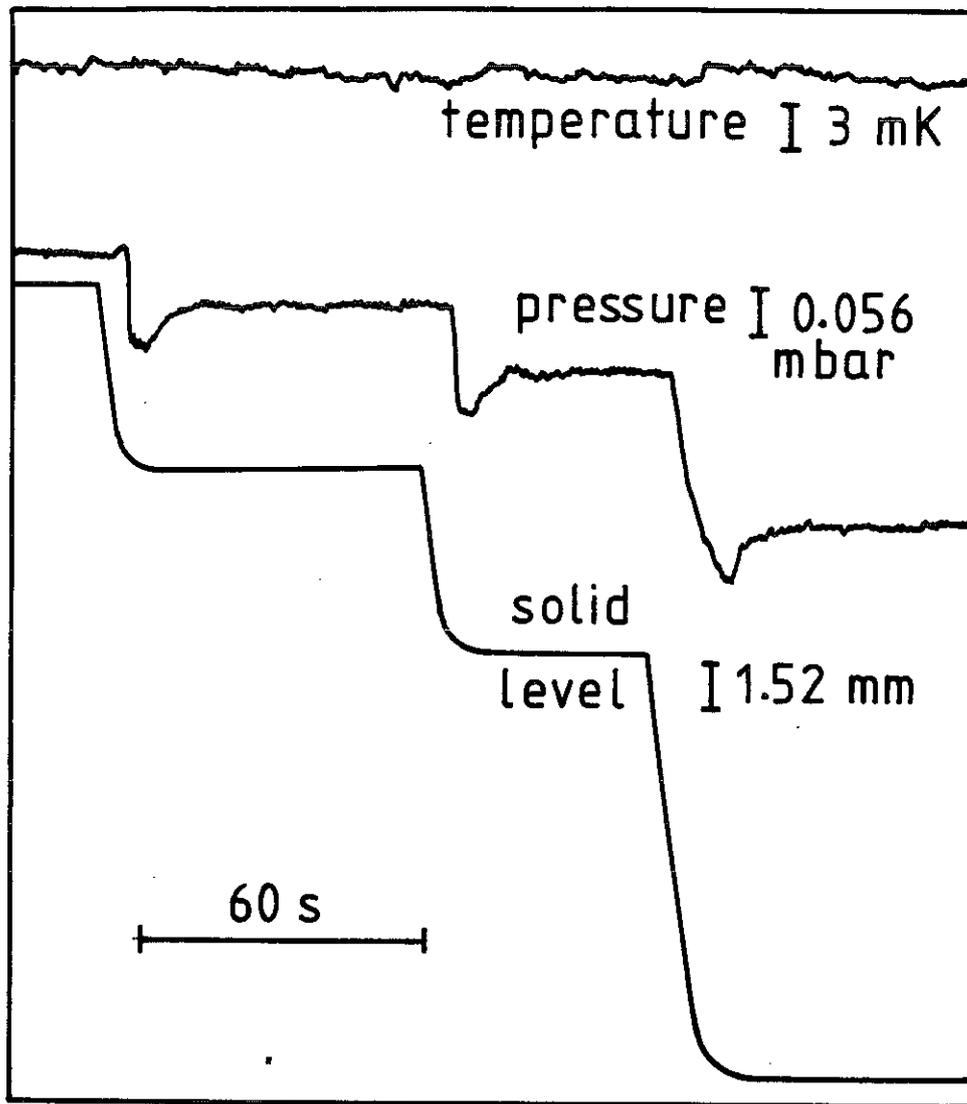


Figure 5.1.: Trois expériences successives de fusion rapide et isotherme au minimum de la courbe de fusion. Comme indiqué, pendant l'expérience on enregistre la température du cristal, l'évolution de la pression dans le liquide et le niveau du cristal.

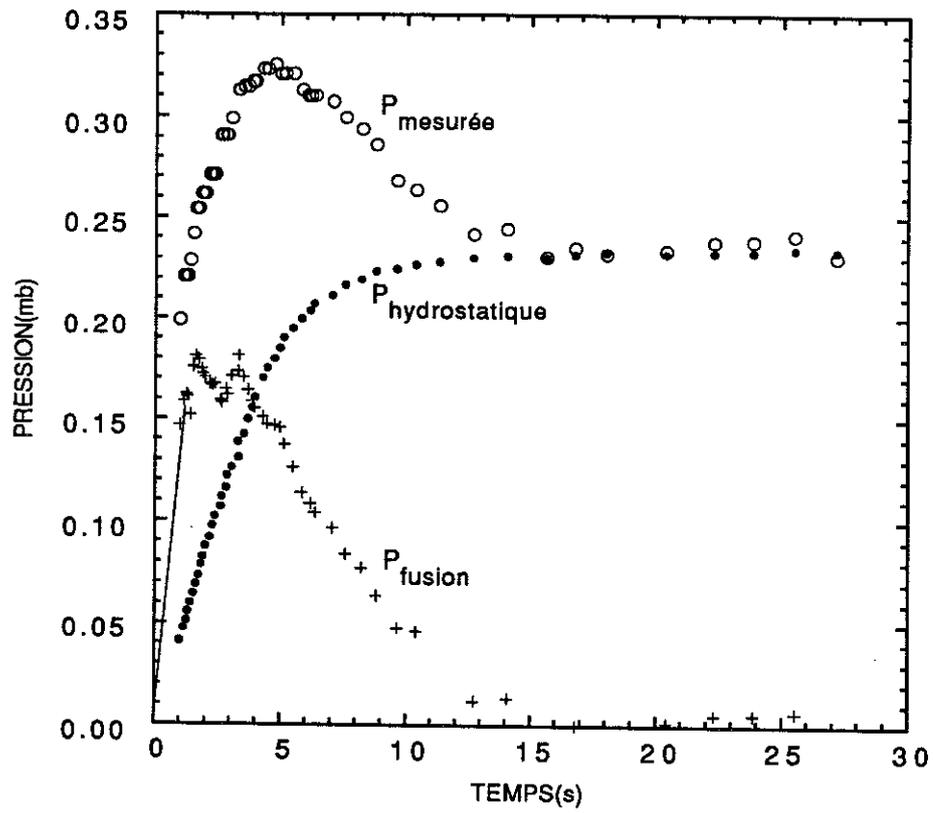


Figure 5.2.: Evolution de la pression de fusion lors d'une expérience de mobilité. La pression hydrostatique est déterminée à partir de la quantité de cristal fondu.

s'effectue du haut vers le bas du tube, on a comparé l'évolution temporelle de la pression de fusion et de la vitesse de fusion.

III.2 - Analyses et interprétations

Les vitesses de fusion et les pressions correspondantes sont représentées sur la figure 5.3.

Pour la clarté de l'analyse, nous allons tout d'abord commenter les résultats à des vitesses de fusion inférieures à 0.05 cm/s. Ensuite, nous interprétons globalement nos résultats.

III.2.1 - Faible vitesse de fusion ($v < 0.05$ cm/s)

La valeur de la mobilité isotherme donnée directement par la pente de cette courbe est :

$$k = 0.2 \pm 0.06 \text{ s/m.}$$

Cette valeur est en excellent accord avec la valeur de k mesurée à l'Ecole Normale Supérieure de Paris (E.N.S.). L'observation, à l'aide d'un cryostat optique, de la relaxation d'un cristal ^3He sous l'effet de la gravité et de la tension de surface a permis de déterminer la mobilité au minimum de la courbe de fusion. La valeur obtenue de k est 0.18 ± 0.04 s/m [4].

Les mesures de P.B.C. (1985) ont indiqué une borne inférieure de $k \sim 0.7$ s/m (qui est à peu près 120 fois la prédiction de k par A.P.). Nous reviendrons sur cette valeur de la mobilité dans la partie suivante car elle a été déterminée en fusion rapide. De plus, nous remarquons que nous avons la même configuration expérimentale que P.B.C.

Néanmoins, toutes les expériences suggèrent une plus faible dissipation au niveau de l'interface que celle prédite par A.P. La valeur de la mobilité k , calculée à partir du modèle de A.P., est un facteur 30 fois plus faible que la mobilité mesurée.

Une interprétation de $k(=0.20$ s/m) dans le cadre du modèle de P.B.C. nécessite que le paramètre α dans ce modèle soit de l'ordre de ~ 0.065 (voir

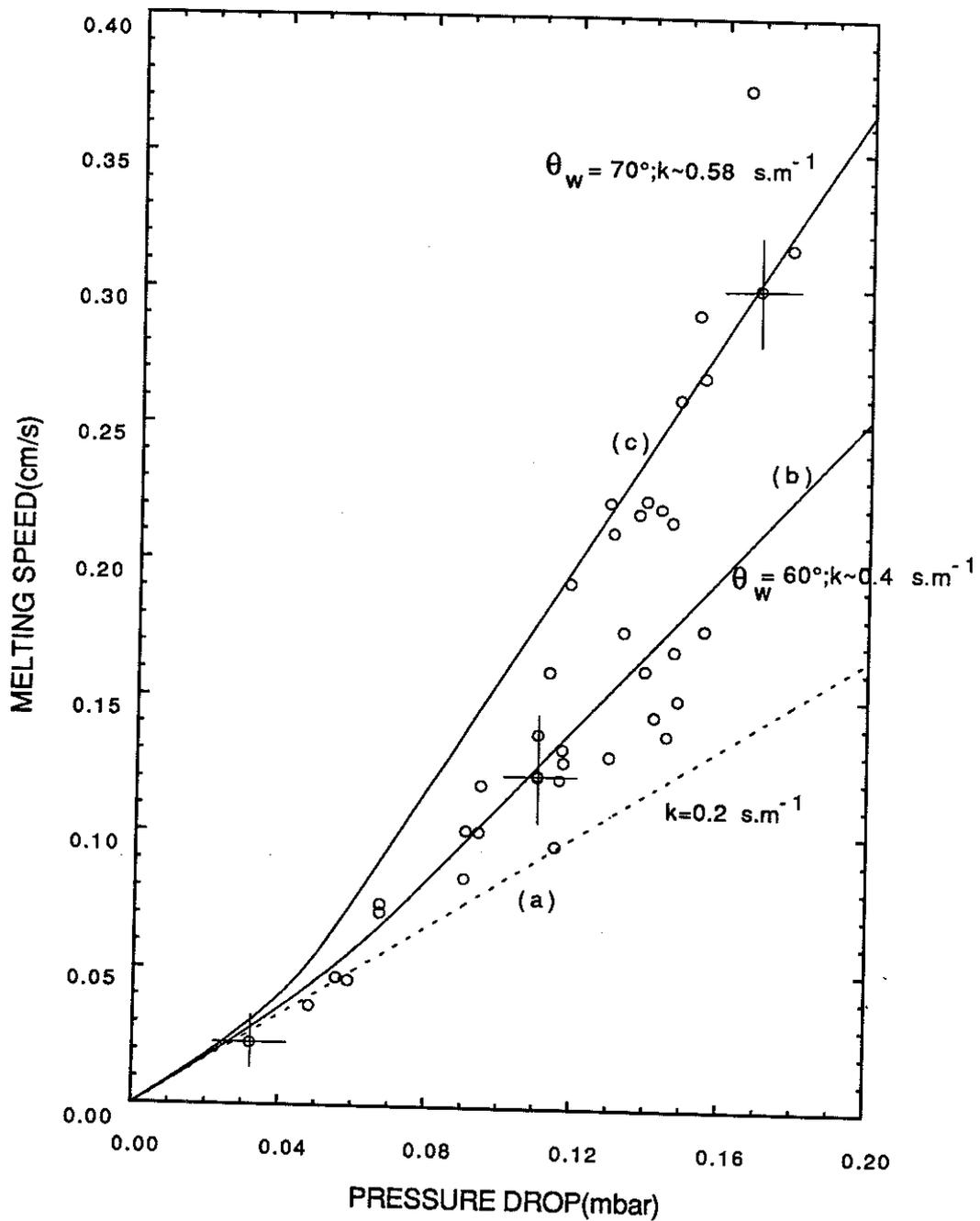


Figure 5.3.: Ecart de pression, par rapport à la pression d'équilibre, en fonction de la vitesse de fusion. Chaque cercle représente une expérience. Les courbes (a), (b) et (c) sont des fits, à partir du modèle de Nozières et Uwaha (voir texte).

eq.(5.5)). Ceci est tout à fait en accord avec les conditions imposées à ce paramètre α dans le modèle. Autrement dit, il faut qu'il soit petit. Cependant, il est curieux de constater que l'ordre de grandeur de α est sensiblement $\Delta\rho/\rho$.

III.2.2 - Fusion à de fortes vitesses

A des vitesses de fusion supérieures à 0.05 cm/s, les résultats expérimentaux indiquent une diminution de la résistance à la croissance (fusion). Rappelons que l'erreur de mesure sur la pression est de l'ordre de 0.02 mbar et celui de la vitesse de fusion est ≈ 0.04 cm/s.

Une des interprétations de nos résultats obtenus en fusion rapide (voir figure 5.3) est attribuée au changement de la forme du cristal lors de la fusion. Autrement dit, le terme $\frac{\tilde{\gamma}}{\rho_c R}$ (cf. eq. (5.7)) devient très important dans sa contribution à la différence de potentiel chimique. On trouve dans un article de Nozières et Uwaha [7] (N.U.) une étude théorique de l'évolution de la forme d'un cristal en croissance. Mais, jusqu'à présent, ce modèle n'avait pas été vérifié expérimentalement.

Nous montrons, dans le cas de ^3He , que le lien théorie-expérience est en bon accord jusqu'à des vitesses assez élevées.

Nous allons décrire quelques éléments du modèle de N.U. que nous avons détaillé en appendice A. Dans ce modèle, il apparaît une vitesse réduite ε (sans dimension) de l'interface qui est définie comme suit :

$$\varepsilon = \frac{\rho_c v}{F_l k} , \quad (5.9)$$

où ρ_c représente la densité du cristal, v la vitesse verticale de fusion/croissance, F_l la pression totale dans le liquide et k la mobilité isotherme. La pression totale F_l est liée à une fonction $f(\theta_w : \varepsilon)$ par la relation :

$$\frac{F_l L}{\tilde{\gamma}} = f(\theta_w : \varepsilon) \quad (5.10)$$

où L représente la dimension de la cellule (≈ 0.5 mm) et $\tilde{\gamma}$ la tension de surface et $f(\theta_w : \varepsilon)$ est une fonction qui dépend de l'angle de contact θ_w entre le cristal et la paroi.

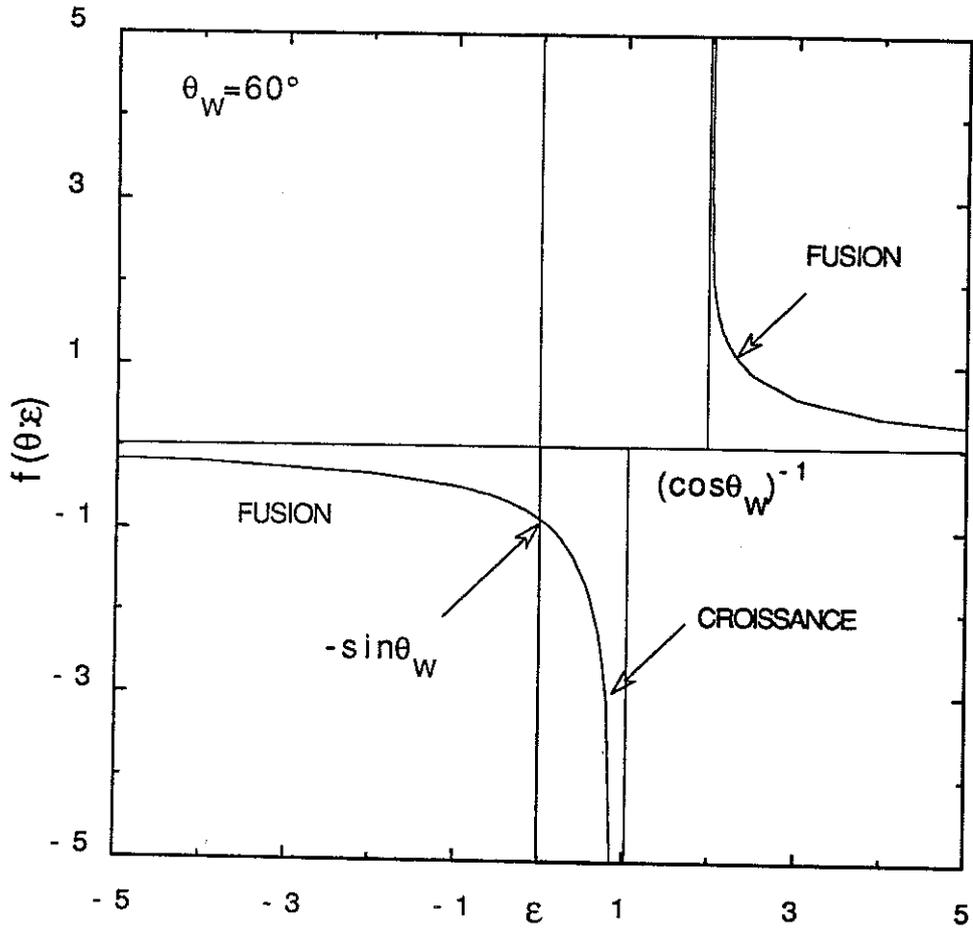


Figure 5.4: La figure représente $f(\theta_w; \epsilon)$ en fonction de ϵ . Dans le modèle de Nozières et Uwaha (voir appendice A), la pression dans le liquide est directement proportionnelle à la fonction $f(\theta_w; \epsilon)$. θ_w est l'angle qui fait le cristal avec la paroi et sur cette figure il vaut 60° . Le paramètre ϵ est sans dimension et il correspond à une vitesse réduite de l'interface. La croissance est caractérisée lorsque $0 \leq \epsilon < 1$ et la fusion lorsque $\epsilon < 0$ ou $\epsilon > (\cos \theta_w)^{-1}$. Comme indiqué, la fonction diverge pour $\epsilon = (\cos \theta_w)^{-1}$ et $\epsilon = 1$.

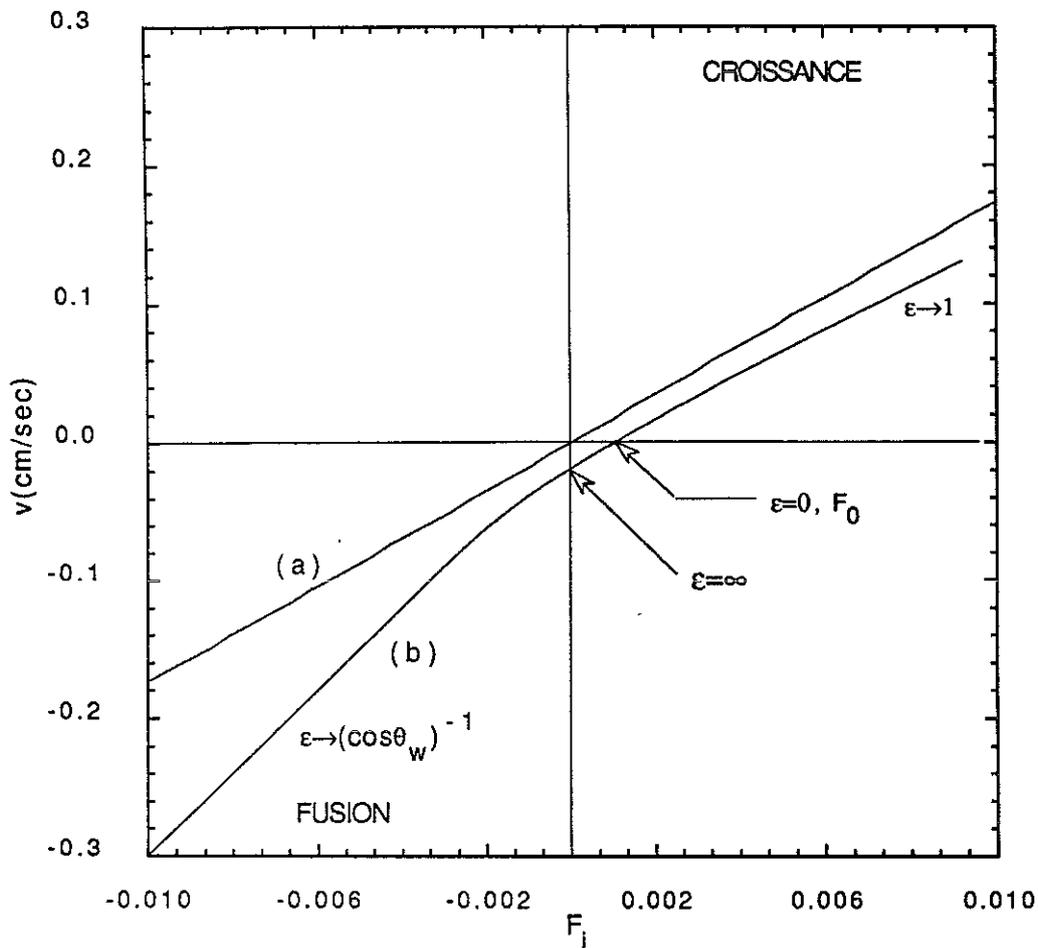
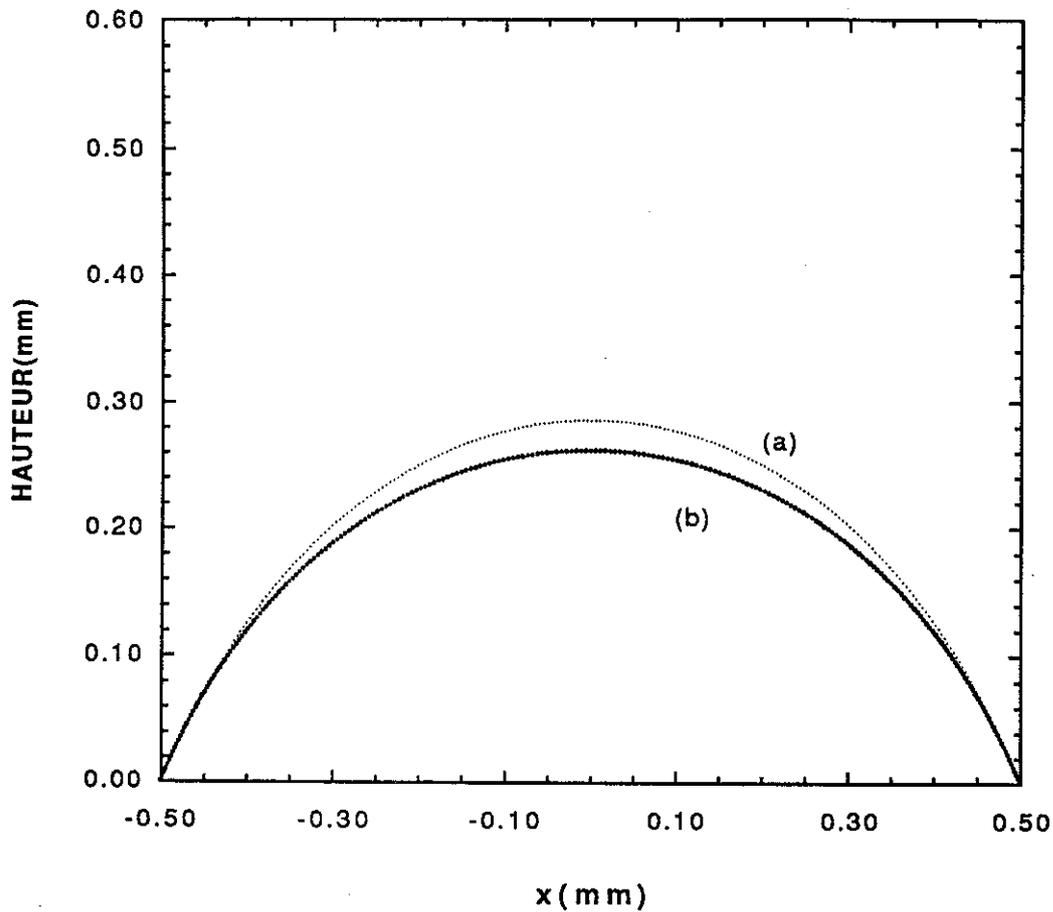
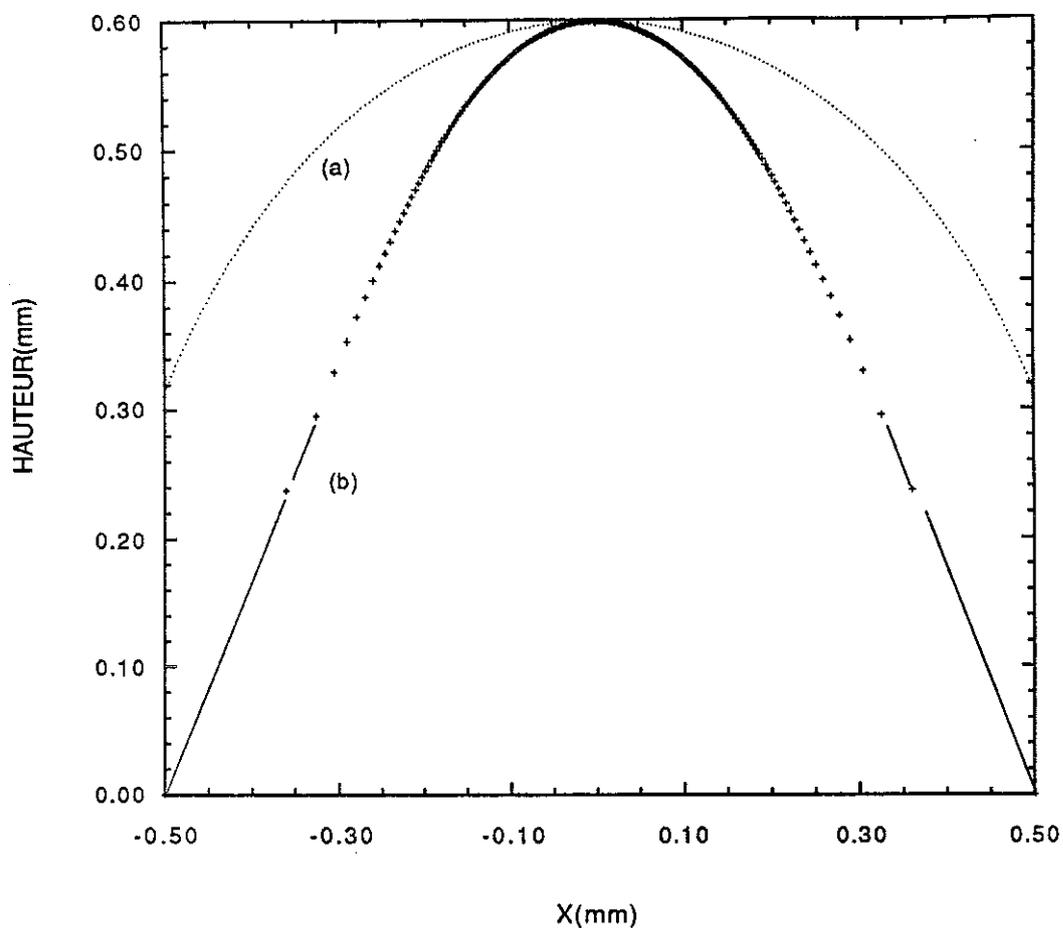


Figure 5.5.: Evolution de la pression F_l (en unité arbitraire) en fonction de la vitesse de croissance et de fusion du cristal. Les vitesses négatives représentent la fusion et les vitesses positives la croissance. La courbe(a) représente le cas où l'interface est plate ($\theta_w = 0^\circ$). La courbe(b) représente le cas d'un cristal qui a un angle de contact de 60° avec la paroi. Pour ce cas on note que:

- la fusion et la croissance ne sont pas symétriques
- à une vitesse nulle, il existe une pression capillaire F_0 dans le liquide
- à des fortes vitesses de fusion la pente de cette courbe est modifiée par $(\cos\theta_w)^{-1}$ à cause du changement de la forme du cristal.



Figures 5.6 (a) et (b): La forme d'un cristal de ^3He au minimum de la courbe de fusion dans une géométrie correspondante à notre configuration expérimentale, c'est-à-dire, le cristal se situe entre deux plaques parallèles séparées par une distance de 1mm. Le calcul fait intervenir la tension de surface, la mobilité, l'angle de contact et la dimension de la cellule. Le seul paramètre ajustable est l'angle de contact; tous les autres paramètres sont connus. L'angle de contact est posé à 60°



La courbe(a) sur les figures 5.6(a) et 5.6(b) montre la forme sphérique du cristal à l'équilibre(en l'absence de fusion ou de cristallisation).

La courbe(b) de la figure 5.6(b) montre que le cristal prend une forme stationnaire et aigüe lorsqu'il fonde à une vitesse supérieure à 0.04cm.s^{-1} .

La courbe(b) de la figure 5.6(b) montre que le cristal s'aplatir pendant la croissance, ainsi diminuant les effets capillaires sur la pression.

On représente sur la figure 5.4 le comportement de $f(\theta_w; \varepsilon)$ en fonction de ε et sur la figure 5.5 on trace la vitesse verticale de fusion en fonction de F_l , la pression dans le liquide. A l'équilibre, $\varepsilon = 0$ et $F_l = F_0 \neq 0$, où F_0 représente la pression capillaire, définie comme $F_0 = \frac{\gamma}{L} \sin \theta_w$. On trouve que la forme de l'interface est sphérique (voir courbe (a) de figure 5.6(a)). On constate également que les paramètres importants qui interviennent dans la description de la forme d'un cristal sont l'angle de contact, la tension de surface γ et la dimension de la cellule.

En faisant référence à la figure 5.6 (a) et (b), la composante verticale de la vitesse de croissance ou de fusion du cristal est plus importante près de la paroi de la cellule qu'en son milieu. Lors de la croissance, l'interface a donc tendance à s'aplatir, réduisant ainsi l'effet de la pression capillaire. Dans ces conditions, la vitesse v de l'interface est égale à

$$v = \frac{F_l}{\rho_c} \frac{k}{\varepsilon} \quad \text{avec} \quad 0 \ll \varepsilon \leq 1$$

Au contraire, pendant la fusion, la forme du cristal devient aigüe. L'effet de la pression capillaire est accentuée et la vitesse de l'interface, v , se comporte comme :

$$v = \frac{F_l}{\rho_c} \cdot \left(\frac{k}{\cos \theta_w} \right) \quad \text{avec} \quad \varepsilon \rightarrow \frac{1}{\cos \theta_w}$$

- **Lien modèle-expérience :**

Les paramètres mesurés expérimentalement sont la vitesse de fusion, v_{mes} , et la variation en pression, δp_{mes} , correspondante. La vitesse est, en effet, une moyenne au niveau de l'interface. La pression δp_{mes} n'est pas seulement due à la fusion; elle contient également les variations de la pression capillaire dues aux changements du rayon de courbure et à la pression hydrostatique.

On identifie ces paramètres mesurés à ceux du modèle en écrivant que la pression totale dans le liquide est

$$F_l = F_0 + F_1 = \frac{\Delta p}{\rho_l} [\delta p_0 + \delta p_1]$$

En utilisant les équations (A4) et (A7), on a

$$\delta p_1 = \frac{\rho_c}{\Delta \rho} \frac{\tilde{\gamma}}{L} [f(\theta_w; \varepsilon) - f(\theta_w; \varepsilon=0)]$$

qui correspond à la pression mesurée δp_{mes} . Des équations (5.9) et (5.10), on déduit :

$$v_i = \frac{\tilde{\gamma}}{L} \frac{k}{\rho_c} \cdot f(\theta_w; \varepsilon) \cdot \varepsilon$$

qui correspond à la vitesse mesurée v_{mes} .

- *Interprétation :*

Le seul paramètre ajustable dans la simulation de la courbe v - δp est θ_w . Pour un θ_w donné, on fait varier ε , et pour chaque ε , on calcule $f(\theta_w, \varepsilon)$ numériquement. La tension de surface $\tilde{\gamma}$, la longueur de la cellule L et la mobilité \tilde{k} sont connues.

Les ordres de grandeur :

$$\tilde{\gamma} = 0.06 \pm 0.011 \text{ erg/cm}^2 \text{ [17]}, L = 0.5 \text{ mm}, k = 0.2 \text{ s/m}$$

Le calcul de la pression de fusion en fonction de la vitesse de fusion est représenté à la figure 5.3 dans les trois cas suivants :

- Courbe (a) : L'interface ne subit aucune déformation lors de la fusion. La mobilité est restée la même qu'à basse vitesse de fusion ($k = 0.2 \text{ s.m}^{-1}$)
- Courbe (b) : L'angle de contact du cristal (à l'équilibre) est $\theta_w = 60^\circ$ ($\theta_c = 150^\circ$). A une vitesse de $\sim 0.045 \text{ cm/s}$, le cristal prend une forme stationnaire, de sorte que sa mobilité passe à environ $k \sim 0.4 \text{ s/m}$
- Courbe (c) : Le cristal a un angle de contact $\theta_w = 70^\circ$ ($\theta_c = 160^\circ$) à l'équilibre. A une vitesse de $\sim 0.04 \text{ cm/s}$, la forme du cristal passe de celle d'équilibre à une forme aigüe. La mobilité est de l'ordre de 0.58 s/m .

Il faut signaler, comme l'a fait remarqué P. Nozières, le rôle de la gravité est faible mais non-négligeable, d'autant plus que la dimension de la cellule est comparable à la longueur capillaire. Le modèle de N.U. néglige la gravité. Une analyse plus complète de nos résultats nécessite d'en tenir compte.

A partir de la figure 5.3, on peut constater que :

- Compte tenu de la dispersion des points expérimentaux et compte tenu de l'incertitude pesant sur la tension de surface $\tilde{\gamma}$ (20 %), on peut conclure que le meilleur fit est obtenu pour $\theta_w \sim 60^\circ$ ($\theta_c = 150^\circ$). L'angle de contact dans notre configuration (cristal entre deux plaques parallèles séparées par une distance de 1 mm) est donc $55^\circ \leq \theta_w < 70^\circ$ ($145^\circ \leq \theta_c < 160^\circ$) pour des vitesses inférieures ou à peu près égales à $1800 \mu\text{m/s}$. Cette valeur de θ_c est tout à fait en accord avec l'angle de contact vu par E. Rolley *et al.* [17,24]. Il faut toutefois signaler que les parois de notre cellule sont en Kapton, et non en saphir comme celle de E. Rolley. La mobilité, k , est égale à $0.4 \pm 0.06 \text{ s/m}$ pour des vitesses $500 \mu\text{m/s} \leq v < 1800 \mu\text{m/s}$.
- A environ 0.14 mbar, il semblerait qu'il y a un saut de la vitesse de fusion. Il est clair que, pour des vitesses supérieures à $1800 \mu\text{m/s}$, les résultats expérimentaux sont en accord avec la courbe (c). L'interprétation physique (dans le cadre de ce modèle) suggère un changement de l'angle de contact de $\sim 60^\circ$ (150°) à 70° ($\theta_c \sim 160^\circ$). La mobilité k , en conséquence, est augmentée à $\sim 0.58 \text{ s/m}$. Soulignons que cette valeur est proche de celle mesurée par P.B.C. ($k_{\text{PBC}} \sim 0.7 \text{ s/m}$) pour des vitesses de fusion du même ordre de grandeur.

La question est de savoir si l'origine de ce changement de l'angle est liée à un phénomène physique ou mécanique.

Il faut dire tout de suite que nous ne pouvons pas interpréter avec certitude nos résultats pour des vitesses de fusion supérieures à 0.2 cm s^{-1} sans avoir fait d'autres expériences de contrôle dans des géométries différentes. Néanmoins, à ce stade, afin de donner une analyse qualitative de nos mesures, nous pouvons exclure certaines possibilités.

Rappelons que la mobilité de l'interface dépend de l'orientation cristalline, de la température et de la différence de potentiel chimique due à la pression.

On s'attend a priori à ce qu'un effet de l'orientation du cristal sur la mobilité soit faible (communication privée : M. Uwaha), d'autant plus que l'anisotropie de la tension de surface du cristal est faible.

Un effet lié à la température (traduit par le potentiel chimique thermique $\Delta\mu_T$) a pour conséquence d'augmenter la résistance à la croissance (un k plus faible). La vitesse de fusion aurait tendance à se saturer, contrairement à l'expérience où l'on observe une augmentation de k .

La différence de potentiel chimique due aux écarts des pressions fait intervenir les dimensions de la cellule, la tension de surface $\tilde{\gamma}$ du cristal, la viscosité η du liquide et les densités du liquide et du cristal.

On voit qu'il faut des vitesses de l'ordre de $0,3 \text{ cms}^{-1}$ pour atteindre un nombre de Reynolds supérieur à 1 ; l'écoulement reste encore non turbulent dans notre cas.

L'angle de contact est déterminé par la condition d'équilibre mécanique [34] :

$$\gamma_{PC} = \gamma_{PL} + \gamma_{CL} \cos\theta$$

où les tensions de surface paroi/cristal, paroi/liquide et cristal/liquide sont représentées respectivement par γ_{PC} , γ_{PL} , γ_{CL} et où θ est l'angle de contact. Dans le cas de ^3He , $\theta \gtrsim 145^\circ$, en conséquence nous avons :

$$-1 < \frac{\gamma_{PL} - \gamma_{PC}}{\gamma_{CL}} < -0,8$$

On constate donc que la tension de surface paroi/liquide γ_{PL} est plus faible que la tension de surface paroi/cristal γ_{PC} . Pour que θ puisse augmenter, il faut que, soit γ_{PL} ou/et γ_{CL} s'affaiblissent lors de la fusion rapide (si on admet que γ_{PC} ne change pas). Une dépendance de γ_{CL} avec la vitesse de fusion reste une question ouverte. Quant à une variation de γ_{PL} , l'état de la surface de la paroi en présence du liquide ^3He est peu connu. Il est généralement

admis qu'il y a une (plusieurs) couche(s) de solide sur la paroi. Compte tenu de la pureté de ^3He (5 ppm de ^4He) que nous avons utilisé et compte tenu du fait qu'il y a du fritté d'argent dans la cellule expérimentale, il est exclu que la couche de solide sur la paroi (si elle existe) soit formée à partir de ^4He .

La pellicule de ^3He solide sur la paroi peut éventuellement être modulée en épaisseur. Ceci conduirait donc à un changement de la tension de surface paroi/liquide (et donc de l'angle de contact). En fait, l'épaisseur de la pellicule du solide dépend non seulement du potentiel attractif de van der Waals, mais aussi de l'écart en pression par rapport à la pression d'équilibre [8]. L'écart en pression peut subir des variations à cause du gradient en vitesse près de l'interface ; ce gradient de vitesse est dû à la différence de densité entre les deux phases.

A ce stade, il n'est pas complètement exclu que la viscosité du liquide puisse éventuellement être un des paramètres dont il faille tenir compte. Ceci est d'autant plus vrai que la vitesse de fusion est importante. En effet, la tendance du cristal à se décrocher de la paroi peut donner lieu à un scénario hypothétique où il y aurait des canaux de liquide sur la paroi. La géométrie de ces canaux peut faire intervenir la viscosité dans l'écoulement du liquide dans ces canaux, ce qui aurait comme conséquence d'empêcher la transmission de la pression du liquide à la jauge de pression.

CONCLUSION

Nous résumons tout d'abord l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

Le nouveau principe de mesure, basé sur les propriétés particulières de l' ^3He , contourne les problèmes présentés par la faible conductivité thermique du liquide et, ainsi, nous permet d'étudier l'interface liquide/cristal de ^3He .

La résistance de Kapitza a été déterminée dans une gamme de températures comprises entre 40 mK et 250 mK. Les résultats expérimentaux montrent que :

$$R_K T^3 = 0,033 \pm 0,005 \text{ cm}^2 \text{K}^4 \text{W}^{-1}$$

Ce résultat est en bon accord avec la théorie [9] et fournit une preuve qu'à basse température le mode transverse du son-zéro d'un liquide de Fermi participe au transfert de chaleur.

A partir de la mesure de la résistance de Kapitza, effectuée en fusion lente du cristal, nous avons pu estimer une limite supérieure de $(TS_c - \lambda)$ à ~ 102 mK. A moins de cinq pour cent près, l'expérience montre que λ est égal à TS_c . Autrement dit, presque toute la chaleur latente est libérée dans la phase liquide.

Nous avons déterminé la mobilité isotherme du cristal de l' ^3He à 320 mK par des mesures directes de l'écart de pression et de la vitesse de l'interface. Pour des vitesses de fusion inférieures à $0,05 \text{ cm.s}^{-1}$, nos résultats montrent que la mobilité k est égale à $0,20 \pm 0,06 \text{ s.m}^{-1}$. Ce résultat est en bon accord avec la mesure de la mobilité isotherme effectuée par G.B.R.[4].

Pour des vitesses de l'interface supérieures à $0,05 \text{ cm.s}^{-1}$, nous avons mis en évidence un comportement non-linéaire de la mobilité. Ceci nous a amené à étudier l'évolution de la forme de la surface du cristal en fusion isotherme. Grâce à un modèle de Nozières et Uwaha.[7,8] (que n'a pas été vérifié jusqu'à présent), l'analyse de nos résultats expérimentaux confirme les idées suivantes :

- dans le cas d'une fusion rapide, la fusion est plus importante près des parois de la cellule et le cristal acquiert une forme aiguë.

L'angle de contact avec lequel nous avons pu "fitter" nos résultats expérimentaux est de l'ordre de 150° . La mobilité de l'interface est de $0,4 \pm 0,06 \text{ s.m}^{-1}$, c'est-à-dire à peu près deux fois sa valeur à des vitesses inférieures à $0,05 \text{ cm.s}^{-1}$.

Enfin, citons quelques expériences intéressantes à effectuer à l'avenir.

A des températures inférieures à 30 mK, il serait possible de mesurer λ , en utilisant notre technique. A ces températures, le liquide conduit aussi bien la chaleur que le solide. On aurait une estimation plus précise de λ .

Une étude plus complète de la mobilité de l'interface nécessiterait des expériences en croissance afin de montrer la dissymétrie entre la croissance et la fusion comme prévue par le modèle de N.U.[7,8]. Ceci apporterait, sans doute, une confirmation supplémentaire à l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Afin d'accentuer les effets capillaires, il serait également intéressant, comme a suggéré P.Nozières, d'effectuer des mesures dans une cellule dont le diamètre varie.

Il serait intéressant d'étudier expérimentalement l'influence de la thermalisation entre les différents bains des excitations dans chacune des phases sur la résistance de surface. Par exemple, dans le solide l'écoulement de l'énergie des phonons vers les spins (voir appendice B) doit diminuer la résistance de surface entre le liquide et le solide, dans le cas vraisemblable, où les spins du solide sont bien couplés aux spins du liquide. Nous prévoyons d'observer un comportement de la résistance de surface en $T^{3/2}$ à partir d'une température de l'ordre de 5 mK et sous un champ magnétique de 6 teslas. L'expérience permettrait une détermination du temps de relaxation phonon-spin T_1 , par une méthode thermodynamique. Une telle expérience est tout à fait réalisable dans notre configuration expérimentale. Le seul facteur limitatif est la température qui nécessiterait des moyens plus sophistiqués (réfrigérateur à désaimantation nucléaire ...).

Quant à la mesure de la résistance de surface à des températures supérieures à 300 mK, elle est souhaitable afin de "définir la transition" au

régime du son ordinaire. L'intérêt de celle-ci réside dans une meilleure compréhension, non seulement de l'origine du couplage entre le liquide et le solide, mais aussi d'un liquide de Fermi. Expérimentalement, ceci reste un problème difficile à résoudre, compte tenu de la nature "ordinaire" (faible conductivité thermique, viscosité élevée, ...) de ^3He liquide à haute température.



APPENDICE A

**Modèle de Nozières et Uwaha :
"STEADY STATE CRYSTAL GROWTH"**

Modèle de Nozières et Uwaha :

"STEADY STATE CRYSTAL GROWTH"

Ce modèle décrit l'évolution de la pression dans le liquide, en tenant compte des variations du rayon de courbure R lors de la croissance cristalline isotherme entre deux plaques planes et parallèles. Le problème est donc unidimensionnel.

La différence de potentiel chimique par unité de masse et pour une interface courbe s'écrit :

$$\Delta\mu = \mu_{\ell} - \mu_c = \frac{\rho_c - \rho_{\ell}}{\rho_c \rho_{\ell}} \delta p - \frac{\tilde{\gamma}}{\rho_c R}. \quad (A1)$$

Le rayon de courbure R peut être explicité sous la forme suivante :

$$\frac{1}{R} = -\frac{d\theta}{dS} = -\cos\theta \frac{d\theta}{dx}, \quad (A2)$$

où l'orientation de θ est en sens inverse des aiguilles d'une montre. Pendant la croissance isotherme, le flux de masse J s'écrit :

$$J = k\Delta\mu = \rho_c v_i, \quad (A3)$$

où v_i est la vitesse normale à l'interface.

De (A1), (A2) et (A3), on déduit l'équation qui caractérise la croissance :

$$\frac{\rho_c v}{k} - \frac{\tilde{\gamma} d\theta}{dx} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{\ell}} \frac{\delta p}{\cos\theta} = \frac{F_l}{a \cos\theta}, \quad (A4)$$

où v est la vitesse verticale de croissance/fusion et $\frac{F_l}{a}$ représente la pression dans le liquide et a la distance entre les plans atomiques. La forme de l'interface est donnée par l'ensemble des coordonnées $\{(\theta, x)\}$. A partir de l'équation (A4), on a :

$$x = \frac{1}{F_I} \int_{\theta=0}^{\theta_{\max}=\theta_w} \frac{\tilde{\gamma}(\theta') \cos \theta'}{\left(\rho_c \frac{v \cos \theta'}{F_I k(\theta')} - 1 \right)} d\theta' . \quad (\text{A5})$$

On peut résoudre l'intégrale dans le cas isotrope, c'est-à-dire quand k et $\tilde{\gamma}$ sont indépendants de l'orientation. En conséquence, on a :

$$x = \frac{\tilde{\gamma}}{F_I} \int_0^{\theta_w} d\theta' \frac{\cos \theta'}{\varepsilon \cos \theta' - 1} = \frac{\tilde{\gamma}}{F_I} f(\theta; \varepsilon) , \quad (\text{A6})$$

où $\varepsilon = \frac{\rho_c v}{F_I k}$ est un paramètre réduit caractérisant la vitesse.

Quand $x = \pm L$ (L étant la demi-longueur de la cellule), il faut que θ soit θ_w , sachant que θ_w définit l'angle de contact* avec la paroi. La condition de borne se traduit donc par l'équation

$$f(\theta_w; \varepsilon) = \frac{F_I L}{\tilde{\gamma}} . \quad (\text{A7})$$

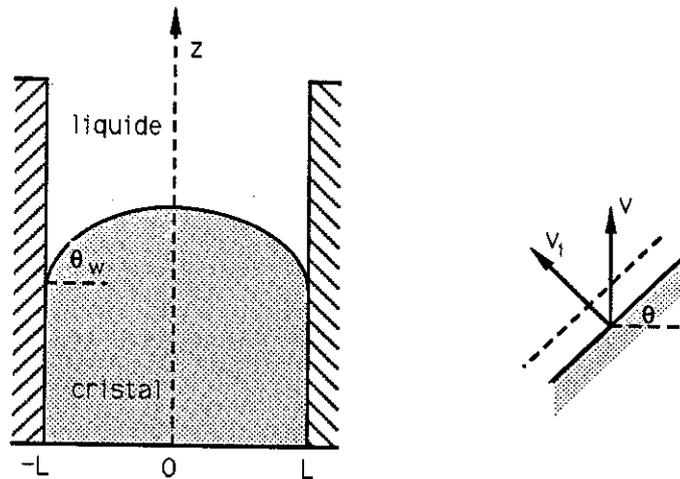


Figure A.1.: Géométrie du modèle de croissance cristalline de N.U.[7].

* L'angle de contact, défini du point de vue de la cristallographie, est $\theta_c = \theta_w + 90^\circ$.

APPENDICE B

LA RESISTANCE DE KAPITZA SOUS CHAMP MAGNETIQUE

LA RESISTANCE DE KAPITZA SOUS CHAMP MAGNETIQUE

Le calcul qui suit est basé sur les deux idées suivantes :

- les spins du cristal sont mieux couplés au liquide que les phonons,
- dans le cristal, la température du bain de phonons est plus élevée que celle du bain de spins. Les phonons cèdent ainsi leur énergie (sur un temps T_1) aux spins.

Notons tout d'abord que le flux de chaleur, J_0 , à travers l'interface résultant de :

$$\text{- la conduction par les spins est : } J_s = K_s \frac{dT_s}{dx} , \quad (\text{B1})$$

$$\text{- la conduction par les phonons est : } J_p = K_p \frac{dT_p}{dx} . \quad (\text{B2})$$

où K_i et T_i ($i=p$ =phonon, $i=s$ =spin) représentent respectivement la conductivité thermique et la température.

La conservation du flux de chaleur traversant l'interface s'écrit :

$$J_p + J_s = J_0 .$$

Dans le cristal les phonons se thermalisent sur les spins (sur une distance dx), ce qui aboutit à un flux de chaleur Q_{p-s} des phonons aux spins :

$$Q_{p-s} = -\delta J_p = \delta J_s = K_{p-s}(T_p - T_s)dx . \quad (\text{B3})$$

où K_{p-s} est la conductivité thermique phonon-spin.

A partir de (B1), (B2) et (B3) on peut écrire :

$$K_s \frac{d^2 T_s}{dx^2} = -K_{p-s}(T_p - T_s) , \quad (\text{B4})$$

$$K_p \frac{d^2 T_p}{dx^2} = -K_{p-s}(T_s - T_p) , \quad (\text{B5})$$

d'où l'évolution en température des spins et des phonons dans le cristal:

$$(T_p(x) - T_s(x)) = \theta_0 e^{\frac{x}{\lambda}}, \quad (\text{B6})$$

$$\theta_0 = T_p(x=0) - T_s(x=0),$$

et

$$\lambda^2 = \frac{K_p K_s}{K_{p-s}(K_p + K_s)}.$$

Supposons maintenant que les températures des spins dans chaque phase près de l'interface sont les mêmes. En conséquence, la différence en température qui apparaît à l'interface ne due qu'au flux de chaleur J_p :

$$J_p = -K_p \frac{dT_p}{dx} = R_K^{-1} \theta_0 \quad \text{à} \quad x = 0. \quad (\text{B7})$$

où R_K est la résistance de surface à l'interface.

En remplaçant (B6) dans (B5), et après une intégration, on trouve :

$$\frac{dT_p}{dx} = \frac{K_{p-s}}{K_p} \theta_0 \lambda \left(e^{\frac{x}{\lambda}} - \alpha \right), \quad (\text{B8})$$

avec

$$(\alpha-1) = \frac{1}{\lambda K_{p-s} R_K}.$$

A partir de là, on obtient la température des phonons dans le cristal sous une forme plus explicite :

$$T_p(x) = \lambda^2 \frac{K_{p-s}}{K_p} \theta_0 \left(e^{\frac{x}{\lambda}} - \frac{\alpha}{\lambda} x + \beta \right). \quad (\text{B9})$$

La condition de borne selon laquelle, à $x = 0$, $T_p = \theta_0$, révèle que :

$$(1+\beta) = \frac{K_p}{\lambda^2 K_{p-s}} \quad (\text{B10})$$

Quand $x \rightarrow -\infty$, autrement dit, dans le cristal massive et loin de l'interface,

$$T_p(x) \approx \frac{\lambda^2 K_{p-s}}{K_s} \theta_0 \left(\beta - \frac{\alpha}{\lambda} x \right) \quad (\text{B11})$$

L'expression ci-dessus s'extrapole à une différence en température ΔT :

$$\Delta T = (T_p - T_s)_{x=0} = \theta_0 \left(1 - \frac{\lambda^2 K_{p-s}}{K_p} \right), \quad (\text{B12})$$

mais si on mesure près de l'interface, on a

$$\Delta T = \theta_0 .$$

Or, en utilisant la conservation de flux de chaleur à travers l'interface

$$J_p + J_s = J_0$$

et des équations (B6) et (B8) on déduit :

$$\theta_0 = \frac{\lambda J_0}{K_s \alpha} = R J_0 ,$$

où R représente la résistance de Kapitza à l'interface et s'écrit sous la forme :

$$R = \frac{(K_p / (K_p + K_s))}{\left(\frac{1}{R_K} + \lambda K_{p-s} \right)} . \quad (\text{B13})$$

Si on extrapole R (cf. eq. (B12)), on trouve une résistance de Kapitza effective R_{eff} où

$$R_{\text{eff}} = R \left(1 - \frac{K_s}{K_p + K_s} \right) . \quad (\text{B14})$$

Si on mesure près de l'interface et si on mesure les phonons :

$$R_{\text{eff}} = R .$$

Calcul des ordres de grandeurs [39]

La conductivité thermique phonon-spin (solide) :

La relaxation phonon-spin, dominée par l'échange, conduit à une conductivité thermique (phonon-spin) :

$$K_{p-s} = \frac{C_e}{T_1}$$

où T_1 est le temps de relaxation spin-réseau et C_e la chaleur spécifique du bain d'échange. C_e est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7} \frac{B_e^2}{T^2}$ J/cm³K, avec le champ d'échange $B_e \approx 1$ tesla.

La conductivité thermique des spins :

$$K_s = D_s(C_s + C_e)$$

où le coefficient de diffusion $D_s \approx 10^{-7}$ cm²s⁻¹ et la chaleur spécifique sous champ magnétique $C_s = 2 \cdot 10^{-7} \frac{B^2}{T^2}$ J/cm³K. B est le champ appliqué (en tesla) ; la température T est en kelvin.

Quand les spins ont une aussi bonne conductivité que les phonons ($K_s = K_p$), on a :

$$\lambda = \left(\frac{K_s}{2K_{p-s}} \right)^{1/2} = 1,22 \cdot 10^{-4} \left(\frac{B+B_e}{B_e} \right) \cdot \frac{1}{T^{1/2}} \text{ (cm)}$$

et

$$R = (2 K_s K_{p-s})^{-1/2} = \frac{6 \cdot 10^9}{(B+B_e)B_e} \cdot T^{3/2} \left(\frac{\text{cm}^2 \text{K}^{1.5}}{\text{W}} \right)$$

En l'absence d'un champ magnétique extérieur, $K_s = K_p$ à $T = 1,15$ mK. La longueur de diffusion $\lambda \approx (D_s T_1)^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$ mm.

Sous un champ magnétique de 6 teslas, $K_s = K_p$ à $T = 2,4$ mK. Dans cette condition, on a $\lambda \sim 0,15$ mm et $RT^3 = 0,0015 \frac{\text{cm}^2 \text{K}^{4.5}}{\text{W}}$. Notons que $RT^3 = R_K T^3$ à $T \approx 4,6$ mK.

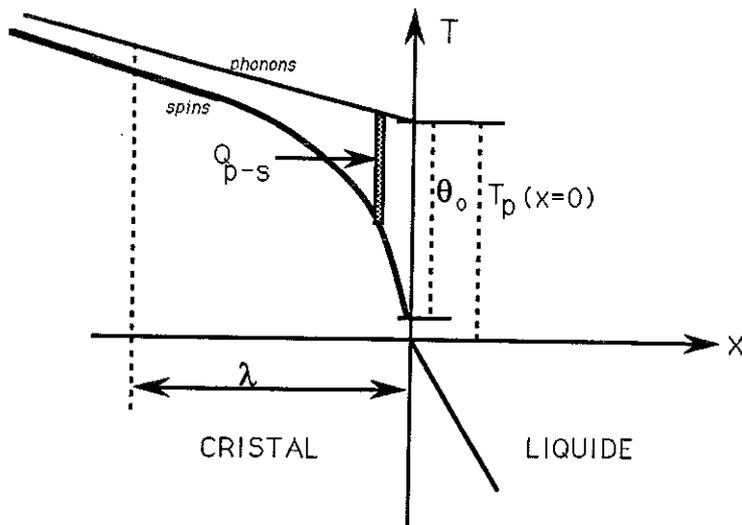


Figure B1.: Les gradients thermiques dans le cristal et le liquide. Dans le cristal, la température des phonons est supérieure à celle des spins. Les phonons cèdent une partie de leur énergie aux spins qui sont bien couplés aux spins du liquide. Le flux de chaleur qui travers l'interface est donc augmenté, diminuant ainsi la résistance de surface à l'interface.

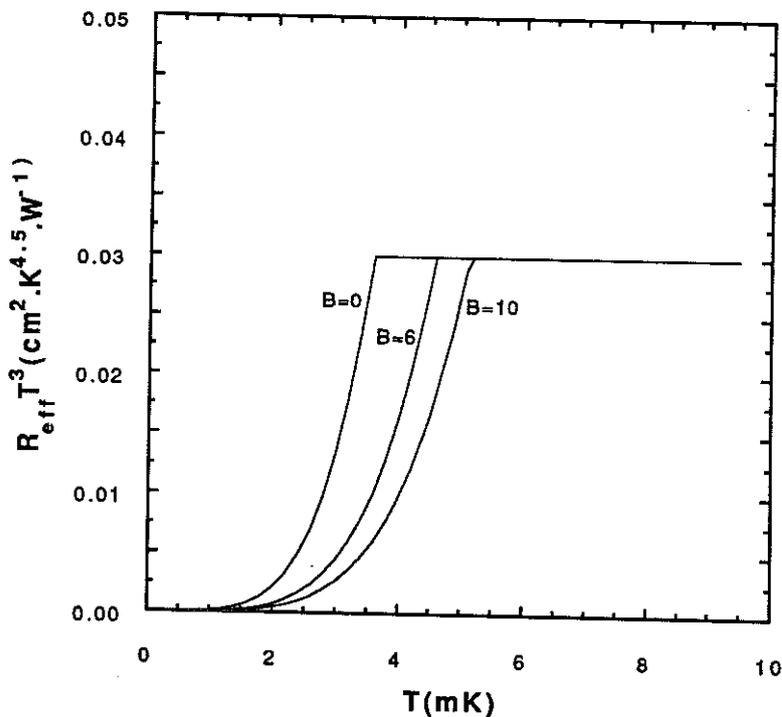


Figure B2.: $R_{eff} T^3$ en fonction de la température, T , pour différents champs magnétiques. Aux basses températures, R_{eff} varie comme $T^{1.5}$.

Discussion

A basse température, plusieurs canaux s'ouvrent. Les thermalisations en volume (soit liquide ou/et solide) jouent un rôle sur la conduction thermique de surface. La figure B2 illustre l'effet de la thermalisation spin-phonon dans la phase solide sur la résistance de Kapitza. Afin d'observer un effet dû aux spins, il faut se placer à une température de l'ordre de ~ 3 mK sous un champ magnétique de 6 teslas. A des températures légèrement inférieures à 3 mK ($\sim 2,5$ mK), les phonons longitudinaux de son-zéro se découplent des quasi-particules. Ceci aura sans doute un effet sur la transmission de chaleur à travers l'interface. Compte tenu de la complexité du problème, il est nécessaire d'avoir un modèle plus complet à basse température.

APPENDICE C

**THERMALISATION DANS LE LIQUIDE
A BASSE TEMPERATURE**

Dans un article de revue [32], Harrison a examiné le couplage thermique (résistance volumique) entre les quasi-particules et les deux différents modes de son-zéro. Nous résumons quelques résultats de Harrison afin de mieux comprendre le système.

Couplage entre les quasi-particules et le son-zéro longitudinal

La résistance thermique R entre ces deux bains est donnée par :

$$\frac{1}{R_{qp-\ell_{zs}}} = \frac{C}{\tau}$$

où $C = \frac{2\pi^2}{15} k_B \left(\frac{k_B T}{\hbar c_{\ell_{zs}}} \right)^3$ est la chaleur spécifique des phonons,

$c_{\ell_{zs}}$ est la vitesse du son-zéro longitudinal $\approx 400 \text{ ms}^{-1}$ sur la courbe de fusion.

$\tau = \left(\frac{1}{\alpha c_{\ell_{zs}}} \right)$ est le temps de relaxation des phonons,

$\alpha = 2.10^8 \text{ T}^2 \text{m}^{-1}$ ($[T] = \text{K}$) est l'amplitude de l'atténuation (= le coefficient d'absorption).

Dans le cas où les deux bains sont proches en température

$$R_{qp-\ell_{zs}} \approx 1,2 \cdot 10^{-19} \frac{c_{\ell_{zs}}^2}{T^5} \frac{\text{m}^3}{\text{KW}}$$

Pour situer les ordres de grandeur, considérons une épaisseur du liquide de 1 mm :

$$R_{qp-\ell_{zs}} = \frac{2 \cdot 10^{-7}}{T^5} \frac{\text{cm}^2 \text{K}}{\text{W}}$$

Au-dessus de 40 mK, on peut considérer que le son-zéro longitudinal est parfaitement thermalisé avec les quasi-particules.

Couplage entre les quasi-particules et les phonons du son-zéro transverse

La vitesse du son transverse non-atténuée est de l'ordre de 35 ms^{-1} (à peu près 10 fois plus faible que $c_{\rho_{zs}}$). Mais, le son transverse est très fortement atténué, ce qui explique qu'il n'était "observé" qu'à une température d'environ 3 mK [23].

Avec $\alpha \sim 10^2 \text{ T}^2 \text{ m}^{-1}$ ($[T] = \text{K}$) et par analogie au raisonnement ci-dessus, $R_{\text{qp-t}_{zs}} \simeq 3 \cdot 10^{-11} \text{ T}^{-5} (\text{cm}^2 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1})$, pour une épaisseur de 1 mm de liquide. Le son-zéro transverse est donc encore mieux thermalisé avec les quasi-particules que le son-zéro longitudinal.

PUBLICATIONS

- "*Kapitza resistance at the solid-liquid interface in ^3He* "
J. AMRIT, J. BOSSY
Physica B **165&166** (1990) 529.
- "*Kapitza resistance at the liquid-solid interface in ^3He* "
J. AMRIT, J. BOSSY
Europhysics Letters **15** (1991) 441.
- "*Liquid interface tilt angle under thermal gradient : the surface-tension temperature coefficient*"
M. PAPOULAR, J. AMRIT, D. CAMEL
J. Phys : Condensed Matter **3** (1991) 4743.
- "*Isothermal mobility of the liquid-solid ^3He interface*"
J. AMRIT, J. BOSSY
(à paraître).

REFERENCES

- [1] J. Wilks, The Properties of Liquid and Solid Helium (Clarendon Press, Oxford, 1967) ;
W.E. Keller, Helium 3 and Helium 4 (Plenum Press, New York, 1969).
- [2] I.L. Bekarevich, I.M. Khalatnikov, Sov. Phys. JETP **12** (1961) 1187.
- [3] L. Puech, G. Bonfait, B. Castaing, J. Low Temp. Phys. **62** (1986) 315.
- [4] F. Graner, S. Balibar, E. Rolley, J. Low Temp. Phys. **75** (1989) 69.
- [5] B. Castaing, P. Nozières, J. Physique **41** (1980) 701.
- [6] A.F. Andreev, A.Ya Parshin, Sov. Phys. JETP **48** (1978) 763.
- [7] P. Nozières, M. Uwaha, J. Physique **48** (1987) 389.
- [8] P. Nozières, Cours au Collège de France, non publié (1983)
- [9] F. Graner, R.M. Bowley, P. Nozières, J. Low Temp. Phys. **80** (1990) 113.
- [10] E.R. Grilly, J. Low Temp. Phys. **4** (1971) 615.
- [11] G. Armstrong, A.S. Greenberg, J. Physique **39-C6** (1978) 135.
- [12] D.S. Greywall, P.A. Busch, J. Low Temp. Phys. **46** (1982) 451.
- [13] G.C. Straty, E.D. Adams, Rev. Sci. Instrum. **40** (1969) 1393.
- [14] D.S. Greywall, Phys. Rev. B **29** (1984) 4933.
- [15] S. Balibar, B. Castaing, Surf. Sc. Reports **5** (1985) 87.
- [16] R.M. Bowley, D.O. Edwards, J. Physique **44** (1983) 723.
- [17] E. Rolley, S. Balibar, F. Gallet, F. Graner, C. Guthmann, Europhys. Lett. **8** (1989) 523.

- [18] D.S. Greywall, Phys. Rev. Lett. **34** (1976) 105
- [19] K.O. Keshishev, Sov. Phys. JETP **53** (1981) 362.
- [21] B.E. Keen, P.W. Matthews, J. Wilks, Proc. Roy. Soc. (London) **A284** (1965) 125.
- [22] W.R. Abel, A.C. Anderson, D. Wheatley, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 74.
- [23] P.R. Roach, J.B. Ketterson, Phys. Rev. Lett. **36** (1976).
- [24] E. Rolley, Thèse de Doctorat, Paris VI (1989).
- [25] J.D.N. Cheeke, B. Hébral, C. Martinon, J. Physique **34** (1973) 257.
- [26] I.M. Khalatnikov, An Introduction to the Theory of Superfluidity (W.A. Benjamin, Inc., New York, 1965).
- [27] S. Balibar, D.O. Edwards, W.F. Saam, J. Low Temp. Phys. **82** (1991) 119.
- [28] L.A. Bol'shov, V.L. Pokrovsky, G.V. Ulmin, J. Statistical Phys. **38** (1985) 191.
- [29] J.A. Katerberg, C.L. Reynolds, Jr., A.C. Anderson, Phys. Rev. B **16** (1977) 673.
- [30] D. Turnbull, Phase Changes, Solid State Phys. **3**, ed. F. Seitz and D. Turnbull (Academic, New York) p. 236 (1956).
- [31] F. Ayela, J.L. Bret, J. Chaussy (à paraître dans Cryogenics) (1991).
- [32] J.P. Harrison, J. Low Temp. Phys. **37** (1979) 467.
- [33] I. Rudnick, J. Low Temp. Phys. **40** (1980) 287.
- [34] L. Landau, E. Lifchitz, Physique Statistique (Editions MIR, Moscou, 1976).
- [35] Communication Privé : I.A. Fomin
I.A. Fomin, Sov. Phys. JETP **27** (1968) 1010
I.A. Fomin, Sov. Phys. JETP **24** (1976) 77.
- [36] W.P. Halperin, F.B. Rasmussen, C.N. Archie, R.C. Richardson, J. Low Temp. Phys. **31** (1978) 617.
- [37] J.S. Langer, Rev. Mod. Phys. **52** (1)(1980)1

- [38] O.V. Lounasmaa, Experimental Principles and Methods Below 1K
(Academic Press, London and NewYork,1974)
- [39] M.E.R. Bernier, G. Guerrier, *Physica* **121B** (1983) 208.
M.E.R. Bernier, *J. Low Temp. Phys.* **56** (1984) 205.
M.G. Richards, J. Hatton, R.P. Giffard, *Phys. Rev.* **A91** (1965) 139.
R.A. Guyer, R.C. Richardson, L.I. Zane, *Rev. Mod. Phys.* **43** (1971) 532.
- [40] G.L. Pollack, *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 48.

